EM 1 26

ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

1958 JUN. 26.

Т. XXII №5

1958

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА

Т. XXII 1958 № 5

МАЙ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Чл.-корр. АН СССР **Б. С. Джелепов** (главный редактор),
д-р физ.-мат. наук **П. А. Бажулин** (и. о. зам. главного редактора),
акад. **В. А. Фок**, акад. **А. В. Шубников**, д-р физ.-мат. наук **Д. И. Блохинцев**

Материалы VIII Всесоюзного совещания по катодной электронике
под общей редакцией д-ра физ.-мат. наук **Л. Н. Добрецова**,
канд. физ.-мат. наук **А. Р. Шульмана**, канд. физ.-мат. наук **В. Н. Лепешинской**

Адрес редакции: Москва Б-64, Подсосенский пер., 21, Издательство АН СССР

Т-05074 Подписано к печати 26/V-1958 г. Тираж 3050 экз. Заказ 344
Формат бумаги $70\times108^{1}/_{16}$. Бум. л. $5^{3}/_{8}$ Печ. л. 14,7+1 вклейка Уч.-изд. л. 15,3

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., 10

Материалы VIII Всесоюзного совещания по катодной электронике

(Ленинград, 17—24 октября 1957 г.)

ОТ РЕДКОЛЛЕГИИ

С 17-го по 24-е октября 1957 г. в Ленинграде проходило VIII Всесоюзное совещание по катодной электронике, посвященное сороковой годовщине Великой Октябрьской революции.

На Совещании было заслушано свыше ста докладов на пленарных заседаниях и на заседаниях секций.

В этом номере продолжается публикация докладов (см. Известия АН СССР, Серия физич., № 4, 1958), сделанных на Совещании по вопросам вторичной электронной эмиссии, фотоэлектронной эмиссии, автоэлектронной эмиссии, катодопроводимости, термоэлектронной эмиссии. Часть докладов, не вошедших в № 4 и 5 журнала, будут опубликованы в «Радиотехнике и электронике» (№ 8, 1958), в «Журнале технической физики» (№ 7, 1958) и в других журналах.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Н. Б. ГОРНЫЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСКРЕТНЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ в Mg, MgO, BeO и Ge

Введение

В последнее время были обнаружены дискретные потери энергии электронов при облучении ряда веществ (закиси меди [1], никелевых и молибденовых мишеней [2], MoO_2 [3], GeO_2 [4]) электронами сравнительно малых энергий (~100 eV).

Согласно теории Вятскина [5], потери энергии, соответствующие пикам дискретных потерь, объясняются тем, что при взаимодействии падающего на твердое тело электрона с электронами решетки данного тела может происходить переход последних из заполненной зоны на более высокие уровни в соответствии с правилами отбора для импульсов. При этом энергия перехода равна

$$W = \frac{h^2}{2m}\left(\frac{n}{d}\right)^2, \tag{1}$$

где h — постоянная Планка, m — масса электрона, а $\left(\frac{n}{d}\right)^2$ определяется соответствующими межплоскостными расстояниями в решетке данного тела.

Однако при пользовании формулой (1) многие дискретные потери идентифицируются с плоскостями, для которых структурный множитель равен нулю; часть же дискретных потерь остается вообще без объяснения.

Наши экспериментальные данные [3, 4] привели нас к заключению, что дискретные потери энергии электронов значительно лучше соответствуют формуле

$$W = \frac{h^2}{8m}\left(\frac{n}{d}\right)^2. \tag{2}$$

Позже нам стало известно, что формула (2) была получена японским физиком Хаяси.

В теории Хаяси (см. [6]) дискретные потери энергии объясняются потерей энергии падающего электрона на перевод электрона решетки в так называемые квазистационарные состояния и определяются формулой (2).

Бом и Пинес [7] предположили, что дискретные потери энергии обусловлены возбуждением падающими электронами коллективных колебаний плазмы электронного газа в металле с частотой

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}, \tag{3}$$

где n — концентрация свободных электронов, e и m — заряд и масса свободного электрона.

Для некоторых металлов (Mg, Al, Be) теоретические значения энергии

$$W = \frac{h\omega_p}{2\pi} \tag{4}$$

находятся в хорошем согласии с экспериментальными значениями дискретных потерь энергии электронов сравнительно больших энергий (~10^4 eV)

при их прохождении сквозь тонкие пленки. Однако для ряда других веществ найденные значения дискретных потерь не согласуются с вычисленными по формуле (4) [8].

Хаяси, исходя из представления о возбуждении валентного электрона, сопровождающегося переходом в квазистационарные состояния, провел расчеты для дискретных потерь энергии электронов при их прохождении через тонкие пленки никеля и меди [9]. Эти расчеты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Мартон с сотрудниками, сопоставляя дискретные потери энергии электронов для ряда веществ с тонкой структурой К-границы спектра поглощения рентгеновых лучей, находят взаимосвязь между этими двумя явлениями [6]. В этой статье они склоняются к предположению о том, что многие дискретные потери энергии обусловлены возбуждением валентных электронов на более высокие дозволенные уровни энергии.

Таким образом, надо полагать, что существуют по меньшей мере два механизма потерь энергии электронов в веществе: один обусловлен междузонными переходами электрона, другой — возбуждением коллективных колебаний электронной плазмы.

По-видимому, невозможно решить вопрос о справедливости теории одноэлектронных переходов или теории плазменных колебаний одним лишь сопоставлением экспериментальных значений дискретных потерь энергии со значениями потерь, получающихся из теоретических формул. Это объясняется тем, что, с одной стороны, теоретические значения дискретных потерь, получающиеся по обеим теориям, близки по величине, а с другой — экспериментальные величины, полученные различными авторами для одного и того же вещества, несколько различаются, что и приводит к затруднениям. В связи с этим весьма целесообразна постановка таких опытов, которые давали бы возможность однозначно решить вопрос о механизме дискретных потерь в каждом отдельном случае. Такого рода опыты, устанавливающие плазменный механизм потерь для некоторых дискретных потерь, приведены в работах [10—12].

Ватанабе [10] нашел, что для металлов Be, Mg и Al некоторые значения дискретных потерь энергии возрастают с увеличением угла рассеяния. Это возрастание хорошо объясняется дисперсионным соотношением Бома и Пинеса, основанным на предположении о плазменной природе дискретных потерь в металлах. Исследования дискретных потерь при прохождении электронов сквозь сплошные пленки Au [11] и Al [12] и пленки с прослойками из постороннего материала также указывают на плазменную природу дискретных потерь. С другой стороны, желательна постановка опытов, которые давали бы возможность однозначно решить вопрос о дискретных потерях, обусловленных междузонными переходами. Такого рода опытом может явиться параллельное исследование дискретных потерь энергии падающих электронов и распределения истинно-вторичных электронов по энергиям для какого-либо определенного вещества. Наличие среди истинно-вторичных электронов групп дискретных значений энергии, не изменяющихся с изменением V_p и связанных определенным образом со значением дискретных потерь, однозначно укажет на одноэлектронное возбуждение. Такого рода исследование и было нами проведено для Cu_2O [13, 14].

Экспериментальные данные

Исследования дискретных потерь отраженных электронов и распределение истинно-вторичных электронов по энергиям проведены на Mg, MgO, BeO и Ge методом электрического дифференцирования [13, 14].

Все вышеуказанные объекты исследовались в отдельных отпаянных приборах. Слои магния и германия были получены путем их испарения

при вакууме 10^{-7} мм рт. ст. в приборах, в которых производились исследования.

Слой BeO был получен на пластинке бериллия толщиной 0,4 мм. Пластинка бериллия тщательно обмывалась в горячей мыльной воде, дистиллированной воде, эфире и спирте и травилась в концентрированной азотной кислоте с последующей промывкой в дистиллированной воде и спирте. Затем пластинка помещалась в вакуумный прибор и прокаливалась длительное время в вакууме при температуре ~450°.

Слой MgO получен на пластинке магния толщиной 0,5 мм. Пластинка магния обмывалась так же, как пластинка бериллия, затем травилась в 20%-ной азотной кислоте и в 15%-ном растворе NaOH. Обработанная таким образом пластинка после тщательной промывки прокаливалась длительное время в вакууме при температуре 350°.

Тренировка и обезгаживание прибора подробно описаны в работе [13]. Давление в приборах перед отпайкой и распылением геттера при температуре 450° было ниже 10^{-6} мм рт. ст.

Все ответственные измерения производились в ночное время, когда уровень помех был минимальным.

Исследования усилительной части схемы показали, что во всех диапазонах измерений коэффициент усиления в данном диапазоне оставался постоянным.

Магнитное поле Земли компенсировалось двумя катушками диаметром в 1 м.

Кривые распределения истинно-вторичных электронов по энергиям не исправлялись на контактную разность потенциалов.

А. Магний

На рис. 1 приведены кривые распределения неупруго отраженных электронов, полученные для Mg при комнатной температуре. На этих кривых явно выражены пики дискретных потерь энергии. Значения энергии дискретных потерь не зависят от энергии падающих электронов (за исключением дискретных потерь при $V_p = 30$ V). Из рисунка видно, что с увеличением V_p возрастает интенсивность дискретных потерь больших энергий.

В табл. 1, в графе 1, приведены полученные нами значения энергии дискретных потерь $V_p - V_k$; в графе 3 — теоретические значения дискретных потерь W, вычисленные по формуле (2).

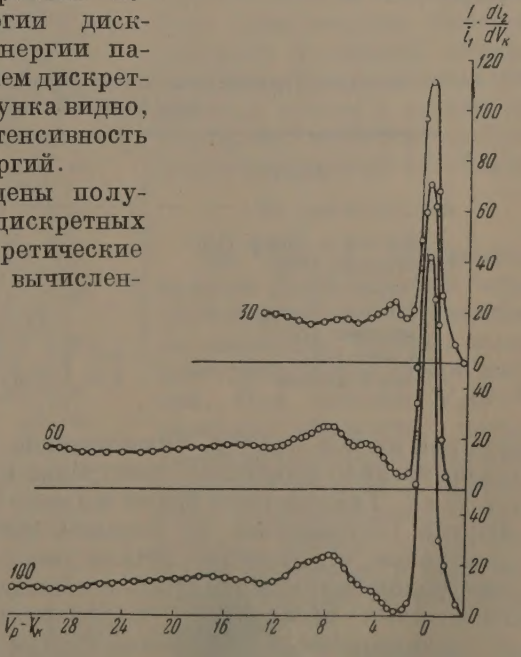


Рис. 1. Кривые распределения неупруго отраженных электронов по энергиям, полученные для Mg при нескольких значениях V_p, указанных у каждой кривой, при $t = 20°$

Для магния, кристаллизующегося в гексагональную решетку,

$$\left(\frac{n}{d}\right)^2 = \frac{4}{3}\cdot\frac{h^2+k^2+hk}{a^2}+\frac{l}{c^2},$$

где a и c — постоянные решетки.

Значения W получены для миллеровских индексов h, k, l, указанных во 2-й графе. Совпадение полученных нами экспериментальных значений $V_p - V_k$ с теоретическими W хорошее. Теоретические значения $W = 14{,}7$, 19,6, 20,2 и 22,2 eV, по-видимому, соответствуют широкому экспериментальному максимуму в пределах 14÷23 V.

Таблица 1

Значения дискретных потерь энергии в Mg

$(V_p - V_k, V)$,	(hkl)	W, eV	Максимумы тонкой структуры рентгеновых лучей
1	2	3	4
4,5	100	4,9	—
7,5	101	6,3	7,4
10,5	102	10,5	11,8
14—23	110	14,7	13,9
	200	19,6	17,9
	112	20,2	20,1
	004	22,2	23,3
25,5	202	25,2	27,9
31,5	203	32,1	33,4

В графе 4 табл. 1 приведены значения максимумов тонкой структуры K-края поглощения рентгеновых лучей в Mg, взятые из таблицы в работе [6]. Значения полученных нами пиков дискретных потерь совпадают значительно лучше с максимумами поглощения тонкой структуры, чем пики дискретных потерь, приведенные для электронов сравнительно больших энергий (табл. 2). Однако хорошее совпадение наших экспериментальных данных с максимумом тонкой структуры рентгеновых лучей не представляется нам убедительным, так как один из максимумов поглощения взят из поглощения одной работы [15], а остальные из другой [16], причем соответственные значения максимумов для Mg в [15] и [16] сравнительно плохо совпадают.

Чтобы убедиться в том, что механизм полученных нами дискретных потерь обусловлен междузонными переходами электронов, мы исследовали распределение истинно-вторичных электронов по энергиям. Из рис. 2, где приведена кривая распределения истинно-вторичных электронов по энергиям, можно видеть, что, кроме основного максимума, имеются

Таблица 2

Значения дискретных потерь энергии электронов $V_p - V_k$ в Mg при больших значениях V_p

Автор	$(V_p - V_k)$, V						
Мартон и Ледер [18]			9,7		20,3		
Ватанабе [19]			10,3		20,7		31,2
Джуль [12]			10,0		20,3		
Блесток, Ритчель и Биркнов [20]			10,5		21,5		31,6
Клайн [21]	4,7		10,3	19,0	22,1		
Наши данные	4,5	7,5	10,5	14—23		25,5	31,5

еще два изгиба кривой, указывающие на наличие двух дополнительных групп истинно-вторичных электронов с дискретными значениями энергии 5 и 16 eV. Так как пики групп истинно-вторичных электронов дискретных энергий расположены на большом фоне сплошного спектра вторичных электронов, то, очевидно, детали дискретного спектра истинно-вторичных электронов будут выявляться в меньшей степени, чем в спектре неупруго отраженных электронов. Значения энергии рассматриваемых групп истинно-вторичных электронов внутри магния, если принять для работы выхода последнего значения 3,6 eV [17], будут, соответственно, 8,6 и 19,6 eV. Эти величины хорошо совпадают со средними значениями двух групп дискретных потерь энергии при $V_p = 100$ V — 8 и 19 V.

Большое количество работ было проведено по исследованию дискретных потерь при прохождении электронов сравнительно больших энергий

(~10^4eV) сквозь пленки магния [12, 18—20]. Одна работа была выполнена по исследованию дискретных потерь при отражении электронов от поверхности магния [21]. Приведенные в табл. 2 значения дискретных потерь, полученных в исследованиях [12, 18—20], показывают хорошее совпадение результатов этих работ. Средние значения дискретных потерь: 10,3 и 21,1 eV. Лишь в опытах при исследовании на отражение [21] получилось еще одно значение дискретной потери 4,7 eV, близкое к полученному нами 4,5 eV.

Примечательно, что имеющийся в наших кривых (рис. 1) пик дискретных потерь наибольшей интенсивности при (7,5 V) отсутствует во всех исследованиях [12, 18—21].

Ватанабе из исследований по изменению значений дискретных потерь с увеличением угла рассеяния [10] установил, что механизмом дискретных потерь с энергией 10,3 eV является возбуждение плазменных колебаний.

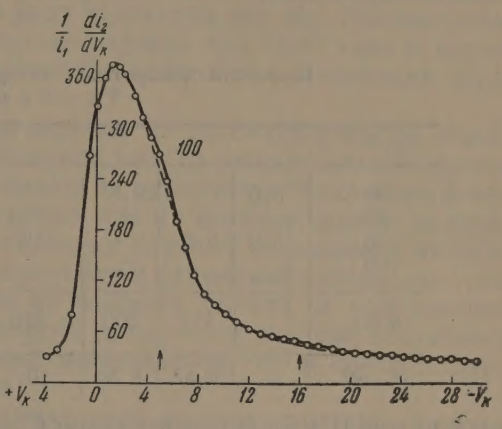


Рис. 2. Кривая распределения истинно-вторичных электронов по энергиям, полученная для Mg при $V_p = 100$ V и $t = 20°$

Таким образом, исходя из всего выше рассмотренного, мы приходим к заключению, что в наших исследованиях, проведенных при малых энергиях падающих электронов (~100 V), механизмом дискретных потерь в магнии является возбуждение междузонных переходов электронов. При сравнительно больших энергиях падающих электронов (10^4 eV) механизмом дискретных потерь в магнии, повидимому, является возбуждение плазменных колебаний.

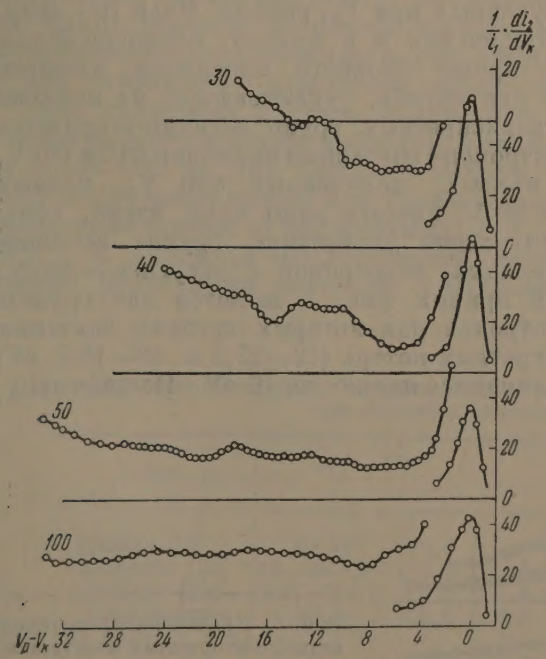


Рис.3. Кривые распределения неупруго отраженных электронов по энергиям, полученные для MgO при $t = 350°$. Пики упруго отраженных электронов изображены в меньшем масштабе (в 4 раза)

Б. Окись магния

На рис. 3 изображены кривые распределения неупруго-отраженных электронов по энергиям. Кривые выявляют дискретные потери энергии. При меньших V_p(30 V) значения дискретных потерь смещаются в сторону меньших значений энергии. С повышением энергии падающих электронов кривые становятся более плавными, а пики дискретных потерь более расплывчатыми.

В табл. 3 приведены значения полученных нами дискретных потерь, в нижней строке этой таблицы даны вычисленные по формуле (2) значения W. Для MgO, кристаллизующейся в гранецентрированную кубическую решетку,

$$\left(\frac{n}{d}\right)^2 = \frac{h^2+k^2+l^2}{a^2},$$

где h, k и l — миллеровские индексы, a — постоянная решетки. Совпадение между полученными нами экспериментальными значениями $V_p - V_k$ и вы-

Таблица 3

Значения дискретных потерь энергии электронов $V_p - V_k$ в MgO

V_p, V	$(V_p - V_k)$, V						
30	5,0		8,5		12		
40							
50	5,0	6,5		10	13	18,5	25
100							
(hkl)		111	200	210	411	220	311 222
W, eV	—	6,42	8,56	10,7	12,8	17,1	23,5 25,7

численными W удовлетворительное. Следует отметить, что для MgO с решеткой гранецентрированного куба структурный множитель для плоскостей (210) и (411) равен нулю, и соответствующие значения W — 10,7 и 12,8 V не должны были бы наблюдаться. Однако нами получены значения дискретных потерь — 10 и 13 V, близкие двум вышеуказанным значениям W.

На рис. 4 приведены кривые распределения истинно-вторичных электронов по энергиям, полученные нами для MgO. В кривых, полученных при V_p, равных 100 и 70 V (рис. 4), так же как и в кривой, полученной для Mg, кроме основного максимума, имеются еще два изгиба, указывающие на наличие двух дискретных групп истинно-вторичных электронов с энергиями примерно в 10 и 16 eV. В кривых, полученных при V_p, равных 40 и 30 V, имеется лишь один изгиб, соответствующий дискретной группе истинно-вторичных электронов с энергией ~10 eV.

В кривых рис. 3 имеются две группы электронов, для которых средние значения дискретных потерь (12—12,5 и 18—18,5 eV) различаются также на 6 eV. По-видимому,

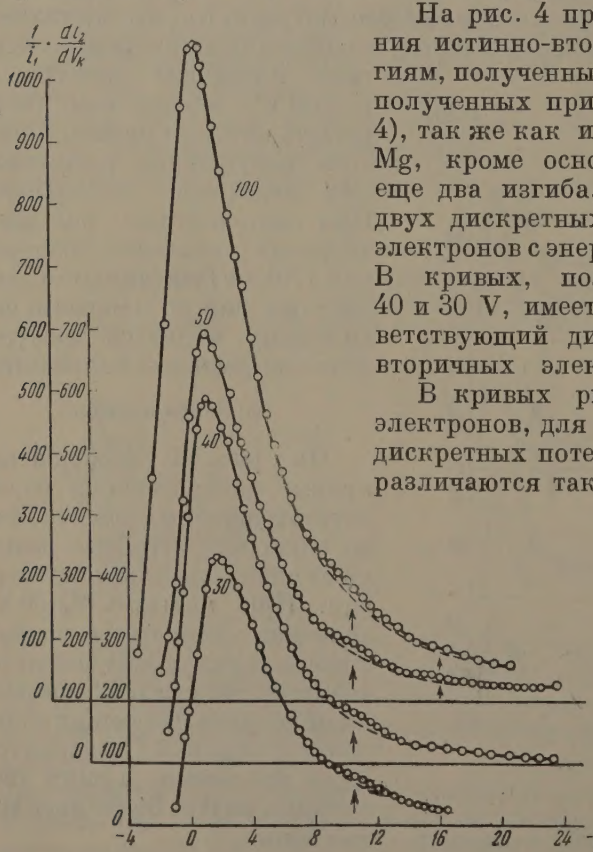


Рис. 4. Кривые распределения истинно-вторичных электронов по энергиям, полученные для MgO при $t = 350°$

эти две группы дискретных потерь вызывают появление двух вышерассмотренных групп дискретных энергий истинно-вторичных электронов. При этом работа выхода $e\varphi$ для MgO получается равной примерно 2,5 eV, что приближается к известным для MgO данным [17] $e\varphi$ (3,1—4,4 eV).

Нам представляется не лишенным интереса следующее обстоятельство. С увеличением энергии падающих электронов V_p максимум первой группы истинно-вторичных электронов с дискретным значением энергии ~10eV, хорошо выраженной во всех кривых рис. 4, смещается в сторону меньших значений. Мы не наблюдали такого рода изменения для Mg. Рассматриваемое уменьшение энергии вторичных электронов для MgO хотя и незначительно, но явно выражено. Оно может быть объяснено следующим образом.

Наши исследования по вторичной эмиссии из рассматриваемого образца MgO показали значительное понижение выхода вторичных электронов с повышением температуры, что указывает на существенное значение фононовых потерь для вторичных электронов при их перемещении к поверхности. С увеличением V_p возрастает средняя глубина зарождения вторичных электронов, а следовательно, возрастают и фононовые потери для этих вторичных электронов, приходящих из больших глубин к поверхности и выходящих наружу. Поэтому энергия дискретной группы вторичных электронов с увеличением V_p должна уменьшаться, что и соответствует нашим экспериментальным данным.

Здесь следует еще указать на возрастание полуширины пика упруго отраженных электронов с увеличением энергии падающих электронов V_p (рис. 3), наиболее заметное при $V_p = 100$V. Далее, как уже было отмечено, с увеличением V_p пики дискретных потерь в кривых рис. 3 «размываются», что сильнее всего проявляется при $V_p = 100$V. Эти два явления, по-видимому, обусловлены одним и тем же механизмом—возрастанием фононовых потерь некоторой части упруго и неупруго отраженных электронов, идущих из все большей глубины при увеличении V_p. В кривых, полученных для магния (рис. 1), рассматриваемые изменения не наблюдаются. Таким образом, из наших экспериментальных данных мы приходим к заключению, что фононовые потери в MgO как для истинно-вторичных, так и для отраженных электронов играют существенную роль.

Для сравнения данных, полученных в других работах для MgO, с нашими результатами приводим в табл. 4 значения дискретных потерь из работ [12, 22, 23]. Следует отметить, что лишь в кривых Рудберга [23], полученных также при сравнительно малых значениях V_p, имеется дискретная потеря со значением (17,5 V), близким к найденному нами — 18,5 V. В остальном соответственные значения дискретных потерь, полученные различными авторами, сравнительно хорошо совпадают.

Таблица 4

Значения дискретных потерь энергии электронов $V_p - V_k$ в MgO при больших значениях V_p

Автор	V_p	$(V_p - V_k)$, V					
Джуль [12]	10 kV	5,0		12		22,5	
Ватанабе [22]	16—24,5 kV	5,3		11,4		25	
Рудберг [23]	100—500 V		6,9	11,7	17,5	22,7	33,8
Наши данные	100 V	5,0	6,5	10 13	18,5	25	

Переходя к вопросу о природе механизма, вызывающего дискретные потери, следует указать, что Ватанабе на основании своих исследований о зависимости значения дискретных потерь от угла рассеяния [10] приходит к заключению, что дискретные потери в MgO с энергией 11,4 eV не обусловлены возбуждением плазменных колебаний. Наши данные по исследованию распределения истинно-вторичных электронов по энергиям показывают, что дискретные потери со значениями 12 и 18,5 eV обусловлены междузонными переходами.

Таблица 5

Значения дискретных потерь энергии электронов $V_p - V_k$ в BeO

$V_p - V_k$, V	4	8			15,5 (12–19)	24,5
(hkl)	—	100	002	101	102	103
W, eV	—	7	7,92	9	14,9	25

В. Окись бериллия

Для BeO были получены кривые распределения неупруго отраженных электронов. В отличие от других исследованных нами веществ, значения дискретных потерь, полученные на BeO, не изменяются даже при уменьшении V_p до значения 30 V. В табл. 5 приведены полученные нами экспериментальные значения дискретных потерь $V_p - V_k$ (первая строка) и вычисленные по формуле (2) значения W (третья строка). Для BeO, кристаллизующейся в гексагональную решетку,

$$\left(\frac{n}{d}\right)^2 = \frac{4}{3} \cdot \frac{h^2 + k^2 + hk}{a^2} + \frac{l^2}{c^2},$$

где a и c — постоянные решетки.

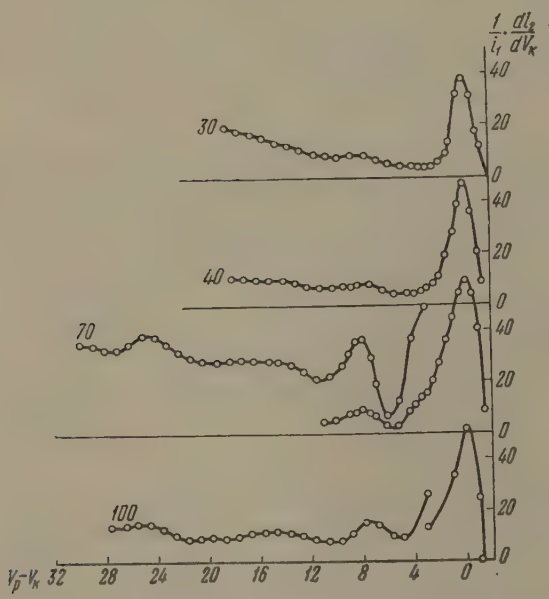


Рис. 5. Кривые распределения неупруго отраженных электронов по энергиям, полученные для BeO при $t = 350°$

Значения W получены для соответственных значений миллеровских индексов h, k, l, приведенных во второй строке. Полученные нами экспериментальные значения дискретных потерь хорошо совпадают с вычисленными, кроме одного ($V_p - V_k = 4$eV), для которого нет соответственного значения W.

На рис. 6 приведена кривая распределения истинно-вторичных электронов. На этой кривой можно заметить два изгиба, указывающие на наличие двух групп истинно-вторичных электронов с дискретными значениями энергий в 4 и 18,5 eV. Если учесть работу выхода BeO $e\varphi = 3{,}8$—$4{,}7$ eV [17], то значения энергии этих групп электронов внутри BeO будут 7,8—8,7 и 22,3—23,2 eV. Эти величины хорошо совпадают со значениями наиболее интенсивных дискретных потерь (рис. 5), 8 и 24,5 eV. Таким образом мы приходим к заключению, что эти пики дискретных потерь электронов обусловлены междузонными переходами.

В табл. 6 приведены для сравнения значения дискретных потерь, полученные нами, а также другими авторами [12, 24], при больших V_p.

Таблица 6

Значения дискретных потерь энергии электронов $V_p - V_k$ в BeO при больших значениях V_p

Автор	V_p	$(V_p - V_k)$, V			
Джуль [12]	10kV	6,5		23	45
Ватанабе [24]	22kV	5,7	16,5	28	57
Наши данные	100V	4,8	15,5	24,5	

Из таблицы можно видеть, что значения $V_p - V_k$, полученные в других исследованиях, близки к нашим. Поэтому мы считаем, что дискретные потери энергии в BeO при больших энергиях электронов обусловлены тем же механизмом (междузонными переходами), что и при малых энергиях падающих электронов.

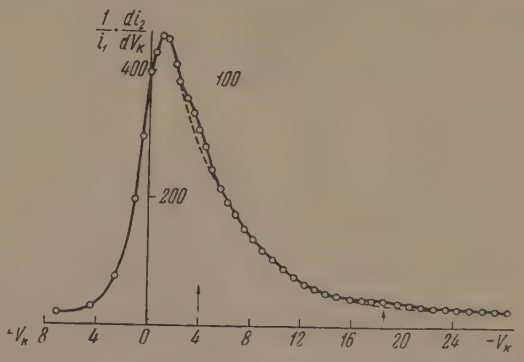


Рис. 6. Кривая распределения истинно-вторичных электронов по энергиям, полученная для BeO при $t = 350°$

Г. Германий *

На рис. 7 изображены кривые распределения неупруго отраженных электронов, полученные с напыленного в вакууме слоя германия. Из рисунка можно видеть, что интенсивности пиков дискретных потерь энергии с увеличением V_p возрастают, причем значения энергии дискретных потерь не изменяются с изменением V_p.

Необычным в кривых распределения неупруго отраженных электронов, полученных для германия, по сравнению с кривыми, полученными для других веществ, является сильное возрастание дискретной потери энергии в 2 eV с увеличением V_p. При $V_p = 70$ eV ее интенсивность наибольшая. При наименьшем значении V_p (30 V) пик дискретной потери в 2 eV вовсе не наблюдается.

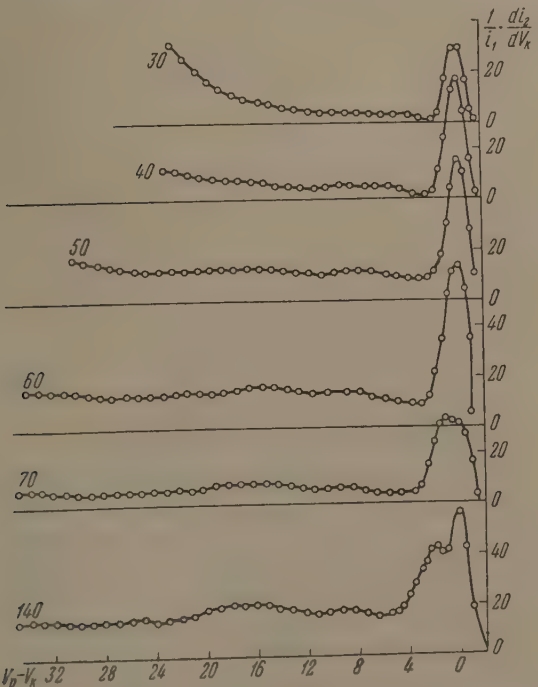


Рис. 7. Кривые распределения неупруго отраженных электронов по энергиям, полученные для Ge при $t = 350°$

В табл. 7 в первой строке приведены полученные нами экспериментальные значения энергии дискретных потерь. В третьей строке приведены теоретические значения дискретных потерь, вычисленные для Ge, кристаллизующегося в кубическую решетку по формуле:

$$W = \frac{h^{2**}}{8m} \cdot \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2}$$

для значений миллеровских индексов h, k и l, указанных во 2-й строке (a — постоянная решетки). Теоретические значения W = 13,2 и 19,1 eV, по-видимому, соответствуют широкому экспериментальному максимуму, расположенному в пределах 12÷21 V. Как видно из таблицы, полученные нами экспериментальные значения $V_p - V_k$ хорошо совпадают с теоретическими W. Следует отметить, что для пика $V_p - V_k = 2$ V нет соответственного теоретического значения W.

* Исследования на германии выполнены при участии С. Ф. Скирко.

** Здесь h — постоянная Планка.

Ряд авторов исследовали тонкую структуру К-края поглощения германия [25—27]. Значения соответственных максимумов тонкой структуры, полученные различными авторами, сильно расходятся. Поэтому не пред-

Таблица 7

Значения дискретных потерь энергии электронов $V_p - V_k$ в Ge

$(V_p - V_k)$, V	2	4	9	16 (12—21)		25	32	
(hkl)	—	111	220	311	400	420	422	333
W, eV	—	3,6	9,6	13,2	19,2	24	28,7	32,3

ставляется возможным сопоставление значений дискретных потерь с максимумами тонкой структуры поглощения рентгеновых лучей.

Для уточнения вопроса о механизме дискретных потерь в Ge нами проведено исследование распределения истинно-вторичных электронов по энергиям. На кривых распределения, полученных при $V_p = 70$ и 140 V (рис. 8), выявляется изгиб при $V_k = 20$ V, соответствующий группе истинно-вторичных электронов с дискретной энергией в 20 eV. Если принять

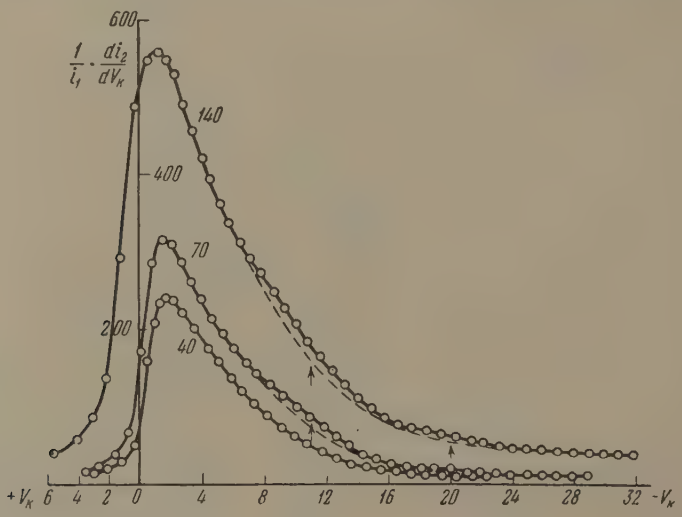


Рис. 8. Кривые распределения истинно-вторичных электронов по энергиям, полученные для Ge при $t = 350°$

для работы выхода Ge 4,8 eV [28], то электроны этой группы внутри германия будут иметь энергию (24,8 eV), весьма близкую значению энергии имеющегося пика дискретных потерь — 25 eV (рис. 7). В этих же кривых (рис. 8) имеется нерегулярность: некоторое повышение кривой в диапазоне V_k от 7 до 16 V (среднее значение ~11 V), что, по-видимому, соответствует группе неупруго отраженных электронов с дискретными потерями от 12 до 21 eV (максимум при 16 V, рис. 7). На кривой распределения, полученной при $V_p = 40$ V (рис. 8), изгибы и нерегулярности не наблюдаются.

В табл. 8 приводятся данные для дискретных потерь энергии электронов в Ge, полученные другими авторами при сравнительно больших энер-

Таблица 8

Значения дискретных потерь энергии электронов $V_p - V_k$ в Ge при больших значениях V_p

Автор	V_p, kV	$(V_p - V_k)$, V				
Мартон и Ледер [18]	30			16,0		30,1
Ватанабе [24]	22			16,4		33,8
Наши данные		4	9	16	25	32

гиях падающих электронов V_p, а также наши данные. Полученные нами значения дискретных потерь 16 и 32 eV хорошо совпадают со значениями в [18] и [24]. Найденные нами значения потерь 4,9 и 25 V не отмечены в работах [15] и [22]. Обнаруженные нами группы истинно-вторичных электронов с энергиями, соответствующими дискретным потерям 16 и 25 eV указывают на механизм потерь, обусловленный междузонными переходами.

Выводы

1. Параллельное исследование дискретных потерь энергии при отражении электронов сравнительно малых энергий (~100V) и дискретных групп истинно-вторичных электронов Mg, MgO, BeO и Ge, показало, что дискретные потери обусловлены междузонными переходами, удовлетворяющими формуле (2). С увеличением энергии падающих электронов возрастает вероятность дискретных потерь больших энергий.

2. Обнаружены дискретные потери с наименьшими значениями энергии (для Mg—3eV, для MgO—5 eV, для BeO—4eV и для Ge—2eV), не удовлетворяющие формуле (2). Возбуждение этих дискретных потерь, по-видимому, обусловлено другим механизмом.

Цитированная литература

1. Горный Н. Б., Ж. эксперим. и теор. физ. **27**, 649 (1954).
2. Шульман А. Р. и Фарбштейн И. И., Докл. АН СССР, **104**, 56 (1955).
3. Горный Н. Б., Ж. эксперим. и теор. физ. **31**, 132 (1956).
4. Горный Н. Б. и Рейтсакас А. Ю., Ж. эксперим. и теор. физ. **33**, 571 (1957).
5. Вятскин А. Я., Ж. эксперим. и теор. физ. **20**, 557 (1950).
6. Leder L. B., Mendlowitz H., Marton L., Phys. Rev., **101**, 1460 (1956).
7. Pines D. Rev. Mod. Phys., **28**, 184 (1956).
8. Marton L., Leder L. H., Mendlowitz H. Advances in Electronics, **7**, 183 (1955).
9. Hajasi T., Sci. Repts. Töhoku Univ., **39**, 1 (1955).
10. Watanabe H., J. Phys. Soc. Japan, **11**, 112 (1956).
11. Gabor D., Jull G. W., Nature, **176**, 718 (1955).
12. Jull G. W., Proc. Phys. Soc., **69**, 1237 (1956).
13. Горный Н. Б., Ж. эксперим. и теор. физ. **27**, 171 (1954).
14. Горный Н. Б., Ж. эксперим. и теор. физ. **30**, 160 (1956).
15. Sandström A. E., Arkiv Mat. Astron. Fysik, **28A**, 1 (1942).
16. Munier J., Bearden J. A., Shaw C. H., Phys. Rev., **58**, 537 (1940).
17. Царев Б. М. Контактная разность потенциалов.— ГИТТЛ, Москва, 1955.
18. Marton L., Leder L. B. Phys. Rev., **94**, 203 (1954).
19. Watanabe H., J. Phys. Soc., Japan, **9**, 1035 (1954).
20. Blackstock A. M., Ritchie R. H., Birknoff R. D., Phys. Rev., **100**, 1078 (1955).
21. Kleinn W., Optik, **11**, 226 (1954).
22. Watanabe H., Phys. Rev., **95**, 1684 (1954).
23. Rudberg E., Proc. Roy. Soc. A, **127**, 111 (1930).
24. Watanabe H., J. Phys. Soc. Japan, **9**, 920 (1954).
25. Beeman W. W., Friedman H., Phys. Rev., **56**, 392 (1939).
26. Hulubei H., Cauchois J., Compt. rend. Acad. sci. (Paris), **211**, 316 (1940).
27. Doran D. G., Stephenson S. T., Phys. Rev., **105**, 1156 (1957).
28. Apker L., Taft E., Dickey J., Phys. Rev., **74**, 1462 (1948).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Н. Б. ГОРНОГО

А. И. Пятницкий.— Как изготовлялись образцы?

Н. Б. Горный.— Магний и бериллий напылялись в приборе. Мишень из MgO очищалась кислотой, щелочью и прогревом в вакууме.

Н. Д. Моргулис.— Как связан коэффициент в. э. э. с величиной основной характеристической потери?

Н. Б. Горный.— Если минимальная потеря меньше работы выхода, то вторичная эмиссия меньше.

И. М. Бронштейн.— Какова разрешающая сила прибора?

Н. Б. Горный.— Разрешение 0,5 V, воспроизводимость полная.

Л. Н. Добрецов.— Какова точность определения максимумов дискретных потерь и как определялось положение максимума, расположенного на спаде другого максимума?

Н. Б. Горный.— Точность — 0,5÷1V; положение максимума на спаде другого максимума определялось разложением.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

С. А. ФРИДРИХОВ и Г. Н. ГОРЯЧЕВА

ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ПРИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЯХ ПЕРВИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Введение

Изучение взаимодействия медленных электронов с поверхностью твердого тела представляет большой научный и практический интерес. Однако в литературе отсутствуют достаточно полные сведения по этому вопросу. И если вопрос о взаимодействии медленных электронов с металлическими поверхностями за последние несколько лет значительно продвинут вперед [1, 2], то по отношению к полупроводникам, и особенно диэлектрикам, этого сказать нельзя.

Вторичная электронная эмиссия (в. э. э.) диэлектриков при малых энергиях первичных электронов была исследована в работах Хильша [3], Кренциена [4], Маурера [5] и Джекобса с сотрудниками [6]. Во всех этих работах изучались напыленные пленки щелочно-галоидных соединений.

Для того чтобы можно было с определенностью судить о физическом смысле хода кривой $\sigma = f(E_p)$ при малых E_p, необходимо иметь данные об энергетическом спектре вторичных электронов. Таких данных в указанных работах не было получено. Лишь в [4] автор пытался выделить упруго отраженные электроны из общего тока эмиссии, однако некоторые из полученных им кривых задержки имеют максимумы, что указывает на ненадежность применявшейся методики. Вместе с тем до сих пор не производилось исследования хода кривой $\sigma = f(E_p)$ для диэлектрической мишени в виде монокристалла. Необходимо также отметить, что все исследователи применяли статический режим обстрела диэлектриков; это, в свою очередь, могло несколько исказить результаты как за счет зарядки поверхности, так и вследствие влияния бомбардирующего пучка на свойства приповерхностного слоя.

Наиболее надежный метод изучения в. э. э. диэлектриков — метод одиночных импульсов [7] — для изучения в. э. э. диэлектриков при малых энергиях не применялся. В соответствии с вышеизложенным задачей настоящей работы является восполнение пробела, имеющегося в литературе в отношении в. э. э. монокристаллов диэлектриков при малых энергиях первичных электронов.

Метод измерения и аппаратура

В работе была использована установка, позволявшая изучать в. э. э. монокристаллических диэлектриков в режиме одиночных и периодических импульсов при малых энергиях первичных электронов (3÷50 eV). При этом (поскольку в работе был использован сферический прибор) имелась возможность, кроме изучения хода кривой $\sigma = f(E_p)$, анализировать энергетический состав вторичных электронов.

Схема установки показана на рис. 1. Она, в основном, подобна известным схемам измерения в. э. э. в импульсном режиме [7—9]. Использовались

прямоугольные импульсы длительностью 2—5 мксек. Для компенсации магнитного поля Земли в месте, где располагался прибор, применялись катушки Гельмгольца. В качестве мишеней применялись монокристаллические пластинки NaCl, KCl, KBr и KJ площадью 25×25 мм и толщиной

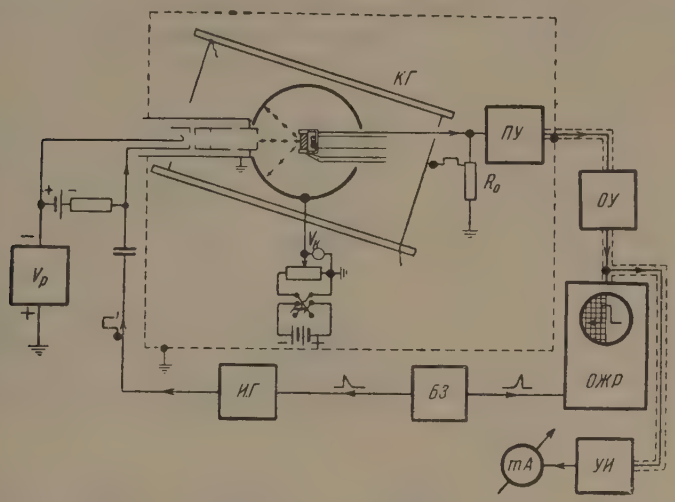


Рис. 1. Блок-схема установки: V_p — источник ускоряющего напряжения, *БЗ* — генератор пусковых импульсов, *ИГ* — генератор прямоугольных импульсов, *ПУ* и *ОУ* — усилители, *ОЖР* — осциллограф со ждущей разверткой типа 25*И*, *УИ* — удлинитель импульсов, *КГ* — катушки Гельмгольца

1,0—0,3 мм, помещаемые на никелевую подложку. Скол кристаллов производился непосредственно перед их установкой в прибор. Пучок электронов направлялся перпендикулярно плоскости скола (100). Контроль пучка при малых энергиях производился несколькими способами: 1) наблюдением пятна на виллемите при использовании послеускорения, 2) при помощи разрезной мишени, 3) по изменению первичного и разностного токов при смещении пучка с мишени магнитным полем катушек. Эти измерения показали, что в плоскости мишени пучок имел диаметр 5—8 мм, а его положение на мишени незначительно менялось при изменении V_p и V_k во всем требуемом диапазоне.

Вакуум во время измерений был $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ тор. Так как мы работали с диэлектрическими мишенями и так как большинство измерений производилось при довольно высокой (для исследуемых веществ) температуре (300—400°)*, то указанный вакуум можно было считать приемлемым. Величина напряжения, ускоряющего первичные электроны, V_p, была исправлена на величину контактной разности потенциалов катод—мишень.

Энергия первичных электронов, исправленная с учетом контактной разности потенциалов, обозначается далее через E_p. Контактная разность потенциалов мишень—коллектор, которую можно было оценить по сдвигу максимума упруго отраженных электронов по отношению к величине E_p, была в нашем случае пренебрежимо мала. Точность измерений при использовании периодических импульсов была порядка 3—5%. Большинство измерений было сделано при частоте следования импульсов $\sim$50 Hz.

---

* Специальными опытами нами было установлено, что переход от комнатных температур кристаллов к температурам порядка 300—400° в изучаемой нами области E_p не вносит выходящих за пределы погрешностей изменений в измеряемые величины.

Результаты измерений

На рис. 2 приведены зависимости $\sigma = f(E_p)$, полученные для искусственно выращенных монокристаллов в интервале изменения E_p 3,5÷31 eV. Для одного и того же кристалла кривые достаточно хорошо воспроизводимы (кривые *1* и *2*), а переход от одного кристалла к другому также не вносит существенных изменений в характер кривой (кривая *3*). Как видно из рис. 2, кривая $\sigma = f(E_p)$ имеет основной минимум при E_p порядка 7 eV и два дополнительных минимума: один при $E_p \approx 4$ eV, другой — при $E_p \approx 17$ eV. Наиболее круто величина σ растет в области E_p между 8 и 11 eV.

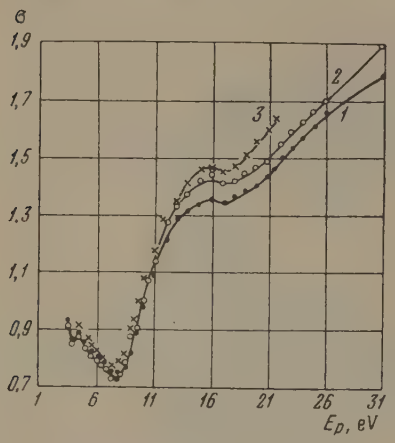


Рис. 2. Зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии σ для монокристалла NaCl от энергии первичных электронов E_p. Кривые *1* и *2* получены при повторном измерении σ для одного и того же кристалла № 1. Кривая *3* получена для кристалла № 2

Одновременно с кривой $\sigma = f(E_p)$ снимались кривые задержки вторичного тока i_2 при разных значениях энергий первичных электронов E_p. Характер кривых задержки иллюстрируют рис. 3 и 4. На рис. 3 показаны кривые задержки, полученные при $E_p = 3{,}5$ eV, 4 eV, 5 и 6 eV (кривые *1*, *2*, *3* и *4* соответственно).

Как видно из рис. 3, кривые задержки в начальной своей части имеют примерно постоянный наклон, а затем резко спадают. Этот спад соответствует задержке упруго отраженных электронов. На рис. 4 приведены кривые задержки для $E_p = 6{,}5$ eV, 7 eV и 7,5 eV (кривые *1*, *2*, *3* — соответственно). Кривая, снятая при $E_p = 6{,}5$ eV, имеет тот же характер, что и кривые рис. 3. При $E_p = 7$ eV наблюдается изменение в характере кривых задержки: появляется спад кривой в области малых задержи-

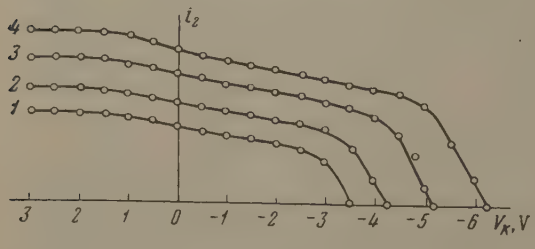


Рис. 3

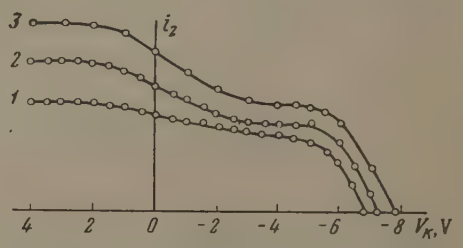


Рис. 4

Рис. 3. Кривые задержки вторичного тока i_2 для монокристалла NaCl: *1* — $E_p = 3{,}5$ eV, *2* — $E_p = 4$ eV, *3* — $E_p = 5$ eV, *4* — $E_p = 6$ eV

Рис. 4. Кривые задержки вторичного тока i_2 для монокристалла NaCl: *1* — $E_p = 6{,}5$ eV, *2* — $E_p = 7$ eV, *3* — $E_p = 7{,}5$ eV

вающих потенциалов, что соответствует появлению на кривой распределения максимума медленных, вероятно, истинно-вторичных электронов. Бросается в глаза, что характер спектра вторичных электронов меняется как раз при том значении E_p, которое соответствует началу быстрого роста σ, следующему непосредственно за основным минимумом кривой $\sigma = f(E_p)$. Насыщение кривых задержки сдвинуто в область положительных коллекторных потенциалов на величину порядка 1,5—2 V.

Знание кривой $\sigma = f(E_p)$ и кривых распределения вторичных электронов по энергиям позволяет произвести разделение кривой $\sigma = f(E_p)$ на две кривые: $R = f_1(E_p)$ и $\delta = f_2(E_p)$, где R — коэффициент упругого отражения электронов, а δ — коэффициент эмиссии медленных (неупруго отраженных и истинно-вторичных) электронов.

Зависимости величин σ, δ и R от энергий первичных электронов E_p ($3\ \text{eV} < E_p < 15\ \text{eV}$) для монокристалла NaCl приведены на рис. 5. Здесь

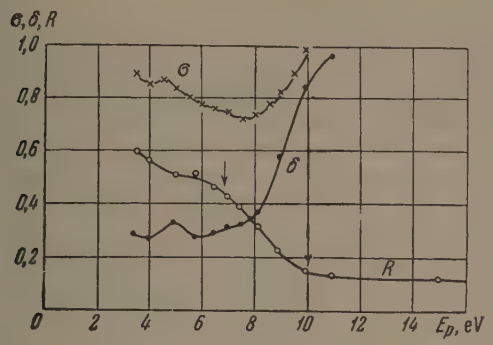


Рис. 5

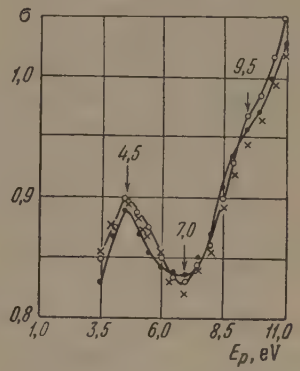


Рис. 6

Рис. 5. Зависимости σ, δ и R от энергии первичных электронов E_p для монокристалла NaCl. Область между стрелками соответствует области собственного оптического поглощения NaCl

Рис. 6. Результаты повторных измерений зависимости $\sigma = f(E_p)$ для монокристаллов KCl

стрелками отмечен интервал значений E_p, соответствующий области собственного поглощения каменной соли [10]. Из кривых видно, что: 1) резкое возрастание величины δ начинается с энергий, соответствующих длинноволновому краю полосы собственного поглощения кристалла, т. е. при $E_p \approx 7$ eV (максимум экситонной полосы поглощения соответствует энергии 7,8 eV); 2) величина E_p, при которой $d\delta/dE_p$ максимальна, лежит в интервале между 8 и 10 eV; 3) значительное изменение коэффициента упругого отражения R (на величину порядка 35 %) происходит в узком интервале энергий первичных электронов (между 6 и 10 eV), соответствующем области собственного оптического поглощения NaCl; 4) вплоть до $E_p \approx 3$ eV величина δ имеет довольно большое значение (порядка 25 %); 5) наблюдается небольшое возрастание величины δ при $E_p \approx 4$ eV.

Кроме искусственно выращенных монокристаллов, были исследованы также естественные кристаллы NaCl; причем заметного различия в кривых $\sigma = f(E_p)$ и кривых распределения вторичных электронов по энергиям получено не было, за исключением области кривой $\sigma = f(E_p)$, лежащей левее основного минимума, где, кроме сохранившейся особенности при $E_p \approx 4$ eV, появилась еще новая особенность при $E_p \approx 5$ eV.

Были исследованы также кривые $\sigma = f(E_p)$ и кривые распределения вторичных электронов по энергиям для монокристаллов KCl, KBr и KJ. Основные закономерности, обнаруженные у этих кристаллов, аналогичны таковым для монокристалла NaCl. На рис. 6 приведены результаты повторных измерений величины σ для монокристаллов KCl в области энергий первичных электронов $3{,}5 \div 11$ eV. Видно, что ход кривой σ хорошо воспроизводится. На рис. 7. дан сводный график кривых $\sigma = f(E_p)$ для всех исследованных монокристаллов. Стрелками здесь отмечено положение длинноволнового края первой полосы собственного поглощения кристаллов [10]. Из кривых видно, что значения энергий первичных электронов E_p, начиная с которых σ быстро возрастает,

близки к положениям стрелок. Величина E_p, при которой $\sigma = 1$, у кристаллов NaCl, KCl и KBr равна 10 eV, а у KJ —13 eV. Весьма возможно, что у исследованных кристаллов имеются также особенности в ходе кривых $\sigma = f(E_p)$ в области $E_p < 3{,}5$ eV, однако эта область энергий нами не исследовалась.

Как и для монокристалла NaCl, характер спектра вторичных электронов для KCl, KBr и KJ изменяется при энергиях первичных электронов E_p^*, лежащих вблизи значений, отмеченных на рис. 7 стрелками.

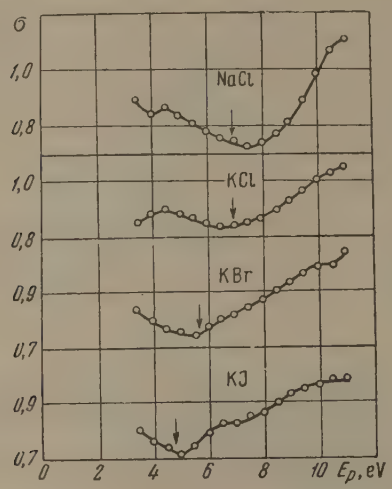


Рис. 7

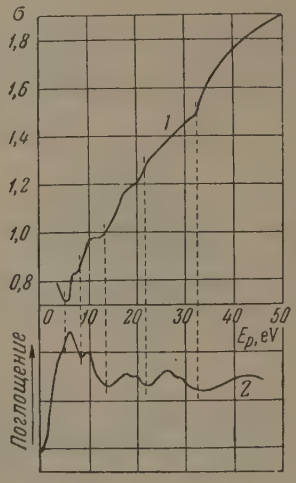


Рис. 8

Рис. 7. Кривые $\sigma = f(E_p)$ для щелочно-галоидных монокристаллов NaCl, KCl, KBr и KJ. Стрелки указывают длинноволновую границу собственного оптического поглощения кристаллов

Рис. 8. Тонкая структура $\sigma = f(E_p)$ (*1*) и *K*-края спектра поглощения (*2*) рентгеновых лучей для KJ. Поглощение дано в функции энергии, отсчитанной от положения *K*-края

Кривые $\sigma = f(E_p)$ исследованных щелочно-галоидных кристаллов имеют также ряд местных неровностей, вплоть до тех максимальных значений E_p (~ 50 eV), которые использовались в настоящей работе. Ход кривых $\sigma = f(E_p)$ в этой области иллюстрируют рис. 2 и 8.

Обсуждение результатов

1. Анализ кривых $\sigma = f(E_p)$ и энергетического спектра вторичных электронов позволяет сделать заключение о том, что имеется соответствие между величиной энергии E_p^*, необходимой для появления на кривой распределения вторичных электронов по энергиям заметного максимума, соответствующего медленным истинно-вторичным электронам, и положением длинноволнового края поглощения для щелочно-галлоидных кристаллов в ультрафиолетовой области. Величине E_p^* соответствует значение σ вблизи основного минимума кривой $\sigma = f(E_p)$. Вслед за E_p^* величина σ (точнее, δ) начинает быстро возрастать. Таблица иллюстрирует изменение величины E_p^* со сдвигом первого (экситонного) максимума собственного поглощения $E_э$ в длинноволновую область.

Вещество	$E_э$, eV	E_p^*, eV
NaCl	7,8	7,0
KBr	6,5	6,0
KJ	5,6	5,0

Видно, что величина E_p^* несколько меньше $E_э$, т. е. резкое возрастание числа медленных электронов в спектре начинается с энергий E_r, соответ-

ствующих приблизительно низкоэнергетическому краю собственного поглощения кристаллов. Этот результат напоминает результаты экспериментов Апкера и Тафта [11] по фотоэмиссии щелочно-галоидных соединений, содержащих F-центры. Из [11] следует, что экситоны, возникающие в таких веществах, передвигаясь по кристаллу, могут передавать свою энергию электронам F-центров, которые и наблюдаются как фотоэлектроны. По Деккеру [12], подобный процесс может иметь место и при в. э. э. диэлектриков, если предположить, что первичные электроны производят также и экситоны. Теоретически производство экситонов первичным пучком электронов можно ожидать особенно у кристаллов с сильными экситонными пиками, т. е. у щелочно-галоидных кристаллов [10].

Результаты, полученные в настоящей работе, по-видимому, подтверждают предположение Деккера. Необходимо, однако, заметить, что нами исследовались неокрашенные монокристаллы. Ввиду этого, для объяснения наблюденных фактов необходимо сделать предположение о наличии в исследованных кристаллах заметного количества дефектов. Такое предположение согласуется также с тем фактом, что при малых E_p все явления разыгрываются в тонком приповерхностном слое кристалла, количество дефектов в котором может быть значительно.

2. Анализ хода кривой $\delta = f_2(E_p)$ показывает, что наиболее резкий рост коэффициента эмиссии медленных электронов δ, т. е. положение максимума $\frac{d\delta}{dE_p}$, соответствует значению E_p, равному приблизительно ширине запрещенной зоны $\Delta E_з$. Так, для NaCl ($\Delta E_з = 9{,}4$ eV) величина $\frac{d\delta}{dE_з}$ имеет максимум при $E_p \approx 9$ eV (см. рис. 5). Таким образом, основной вклад во вторичную электронную эмиссию, по крайней мере в области небольших энергий первичных электронов, вносят электроны основной зоны кристалла.

3. Небольшое местное возрастание величины δ у монокристаллов NaCl и KCl при $E_p \approx 4$ eV связано, вероятно, с вырыванием электронов с каких-то примесных или дефектных уровней. В этой связи следует указать на опыты Тартаковского [13] по определению границы внешнего фотоэффекта с NaCl. В этих опытах поверхность кристалла NaCl бомбардировалась медленными электронами (5—100 eV), а затем определялась граница внешнего фотоэффекта. Было найдено, что она соответствует примерно 4,2 eV. Эта величина П. С. Тартаковским связывается с наличием поверхностных состояний.

4. Тонкая структура кривых $\sigma = f(E_p)$ щелочно-галоидных соединений в области, лежащей правее основного минимума, наблюдалась и ранее [3, 5, 14], причем, по данным работы [14], она простирается до E_p порядка нескольких сотен электронвольт. Однако вопрос о происхождении этой структуры до сих пор недостаточно ясен. При рассмотрении этого вопроса естественно возникает желание сравнить полученные результаты с данными по поглощению мягких рентгеновых лучей. К сожалению, эти данные в литературе отсутствуют. Имеются лишь сведения [15] о тонкой структуре K-края поглощения рентгеновых лучей, связанной с переходом электронов K-оболочки в некоторые разрешенные состояния, лежащие выше первого незанятого уровня. Экспериментальный факт состоит в том, что энергетические интервалы между элементами этой структуры приблизительно обратно пропорциональны квадратам постоянных кристаллических решеток. К этому же приводит и теоретическое рассмотрение вопроса о тонкой структуре K-края спектра поглощения рентгеновых лучей [16].

Можно попытаться сопоставить закономерности, наблюдаемые в этой структуре, с тонкой структурой кривых $\sigma = f(E_p)$ щелочно-галоидных монокристаллов (см., например, рис. 8). Из рис. 8 видно, что расстояния между минимумами в обоих случаях приблизительно одинаковы, а следователь-

но, особенности на кривых $\sigma = f(E_p)$ для разных щелочно-галоидных кристаллов, так же как и в случае рентгеновых лучей, могут быть приблизительно совмещены при введении нормирующего множителя $1/a^2$, где a — постоянная кристаллической решетки. Хотя сравниваемые явления различаются как природой первичного агента, так и начальными состояниями решеточных электронов, однако, поскольку переходы в том и другом случае связаны с определенным образом распределенными по энергиям конечными состояниями, то наблюденное соответствие, вероятно, не является случайным. Связь тонкой структуры кривых $\sigma = f(E_p)$ с постоянными решеток заставляет предположить, что эта структура связана с периодическим полем кристалла. Интересно отметить, что закономерности того же характера наблюдаются при поглощении света в видимой и близкой к ней областях. Теоретическое рассмотрение [17] и многочисленные экспериментальные факты показывают, что положение максимума полосы поглощения F-центров в щелочно-галоидных кристаллах E_F зависит только от постоянной решетки: во всех щелочно-галоидных соединениях произведение $E_F \cdot a^2$ является величиной постоянной.

5. Одним из интересных результатов настоящей работы является обнаруженный ход зависимости коэффициента упругого отражения R от энергии первичных электронов (см. рис. 5). Из рис. 5, а также из аналогичных кривых, полученных для других щелочно-галоидных соединений, следует, что значительное изменение коэффициента упругого отражения электронов R (на 35—40%) приходится на узкий интервал изменения E_p (порядка 4 eV), причем эта область совпадает с областью собственного оптического поглощения кристаллов. Таким образом, обнаружено соответствие между оптическим и электронным поглощением у щелочно-галоидных кристаллов Это кажется и теоретически возможным ввиду того, что электронное сродство у таких кристаллов близко к нулю.

6. Наконец, следует указать на две особенности полученных кривых задержки вторичного тока: 1) наличие наклона кривых к оси абсцисс при $E_p < E_p^*$ и 2) насыщение кривых в области ускоряющих их коллекторных напряжений порядка 1,5÷2 V.

Что касается наклона кривых задержки вторичного тока (непрерывного фона на кривых распределения) при малых энергиях E_p, то он может быть обусловлен неупругим рассеянием медленных первичных электронов. Поскольку свободные электроны у диэлектриков отсутствуют, то это рассеяние, вероятно, происходит при взаимодействии первичных электронов с фононами или дефектами решетки, подобно тому, как аналогичные процессы имеют место для медленных вторичных электронов.

Сдвиг насыщения в область положительных значений V_k не может быть объяснен ни контактной разностью потенциалов, ни зарядкой поверхности в обычном ее понимании. Возможное объяснение этого эффекта состоит в следующем: при облучении диэлектрика даже в течение одного короткого импульса на поверхности возникает локализованное в некоторой области поверхности и неоднородное по сечению зарядное пятно; это приводит к возникновению поля пятна, препятствующего нормальному отбору самых медленных электронов. Для компенсации этого поля на сферический коллектор нужно подавать положительный потенциал, в десятки раз превышающий потенциал зарядного пятна [18, 19].

Заключение

1. В работе была изучена вторичная электронная эмиссия щелочно-галоидных монокристаллов при малых энергиях первичных электронов. При этом был применен импульсный метод, что позволило свести к минимуму эффекты, связанные с зарядкой поверхности и изменением свойств мишени при бомбардировке.

2. Было показано, что истинно-вторичные электроны в заметном количестве появляются в спектре при энергии первичных электронов, соответствующей длинноволновой границе первой полосы собственного поглощения кристаллов.

3. Начиная с этой энергии, коэффициент эмиссии медленных электронов δ резко возрастает. Область наиболее крутого возрастания δ соответствует области первого и второго максимумов собственного поглощения

4. Найдено, что тонкая структура кривых $\sigma = f(E_p)$ щелочно-галоидных монокристаллов может быть связана с периодическим полем кристаллической решетки (при введении нормирующего множителя $1/a^2$, где a — постоянная решетки, особенности на кривых $\sigma = f(E_p)$ для данного класса веществ приблизительно совмещаются).

5. Было обнаружено, что имеется соответствие между собственным оптическим и электронным поглощением щелочно-галоидных кристаллов. Это еще раз указывает на то, что электронное сродство таких кристаллов очень мало.

Авторы выражают глубокую благодарность А. Р. Шульману за предложение темы, постоянное внимание к работе и полезные советы как при выполнении работы, так и при обсуждении результатов.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Цитированная литература

1. Шульман А. Р., Мякинин Е. И., Докл. АН СССР, **91**, 1075 (1953).
2. Моргулис Н. Д., Городецкий Д. А., Ж. эксперим. и теор. физ., **30**, 4 (1956).
3. Hilsh R., Z. Phys., **77**, 427 (1932).
4. Krenzien O., Wiss. Keroff a. d. Simens Werken, **20**, 91 (1941).
5. Maurer G., Z. Phys., **118**, 122 (1941).
6. Jacobs H., Martin J., Brandt. F., Phys. Rev., **86**, 441 (1952).
7. Шульман А. Р., Македонский В. Л., Ж. техн. физ. **22**, 1542 (1952).
8. Шульман А. Р., Дементьев Б. П., Ж. техн. физ. **25**, 2256 (1955).
9. Шульман А. Р., Закирова И. Р., Морозов Ю. А. и Фридрихов С. А., Электроника и радиотехника, **3**, 3 (1958).
10. Hilsh R., Pohl R. W., Z. Phys., **59**, 812 (1930); Fesefeldt H., Z. Phys., **64**, 623 (1930); Schneider E. G., O'Bryan H. M., Phys. Rev., **51**, 293 (1937).
11. Apker L., Taft E., Phys. Rev., **82**, 814 (1951).
12. Dekker A. J., Physica, **22**, 361 (1956).
13. Тартаковский П. С., Z. Phys., **58**, 394 (1929).
14. Шульман А. Р., Докл. АН СССР, **20**, 9 (1956).
15. Lindsay G. A., Z. Phys., **71**, 735 (1931); Kiyono S., Sci. Rep. Tohoku Univ., **36**, 1 (1952).
16. Kronig R. L., Z. Phys., **70**, 317 (1931); Ibid., **75**, 191 (1932); Hayasi T., Sci. Rep. Tohoku Univ., **33**, 129 (1949); Ibid., **34**, 185 (1950).
17. Fröhlich H., Z. Phys., **80**, 819 (1933).
18. Упатов В. Я., Электроника и радиотехника, **2**, 193 (1957).
19. Закирова И. Р., Фридрихов С. А., см. настоящий номер журнала, стр. 546.

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ С. А. ФРИДРИХОВА и Г. Н. ГОРЯЧЕВОЙ

Н. Д. Моргулис.— В чем заключается разница между данными для искусственных и естественных кристаллов? Может быть, эту разницу можно использовать для определения наличия примесей?

С. А. Фридрихов.— На кривой зависимости $\sigma = f(V_p)$ для естественных кристаллов при очень малых энергиях имеются дополнительные особенности.

Л. Н. Добрецов.— Какова ошибка?

С. А. Фридрихов.— 3—5% при периодических импульсах, 10% — при одиночных.

Л. Н. Добрецов.— Можно ли тогда настаивать на минимуме?

С. А. Фридрихов.— Думаю, что можно вследствие воспроизводимости данных.

Л. Н. Добрецов.— Были ли особенности при энергиях, близких к теплоте диссоциации?

С. А. Фридрихов.— Мы этого не замечали.

А. Я. Вятскин.— Почему делается сопоставление с данными по жестким рентгеновым лучам?

А. С. Фридрихов.— Экспериментальные данные по мягким рентгеновым лучам отсутствуют. Указанное соответствие, вероятно, имеет место, так как конечные состояния, в которые идет переброс электронов, одинаковы в обоих случаях.

Л. М. Рахович.— Наблюдались ли зарядка и изменение поверхности?

С. А. Фридрихов. —Нет, не наблюдались.

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДАМ Д. А. ГОРОДЕЦКОГО; И. М. БРОНШТЕЙНА; С. А. ФРИДРИХОВА и Г. Н. ГОРЯЧЕВОЙ

К. Б. Толпыго.— В докладе Фридрихова и Горячевой отмечалось подобие энергетических спектров неупругих потерь для различных кристаллов $\nu d^2 = \text{const}$. В связи с этим я хочу напомнить о теоретической работе Дейгена, в которой давалось объяснение этой закономерности. Дейген заметил, что частота максимума F-полосы в щелочно-галоидных кристаллах составляет около $^1/_3$ частоты собственного поглощения. Частоты собственного поглощения Дейген определял при помощи одномерной модели Кронига как разность энергий первой и второй разрешенных зон в приближении сильной связи. При этом получилось искомое соотношение $\nu d^2 = \text{const}$. По-видимому, и в трехмерном случае объяснение подобия такого рода следует считать весьма правдоподобным.

Л. Н. Добрецов.— В последней работе получен интересный экспериментальный материал. Однако делать какие-либо выводы преждевременно. Так называемый «порог вторичной эмиссии» не является физической величиной, а лишь приборной величиной, определяемой чувствительностью метода. Чем чувствительнее метод измерений, тем меньшим будет полученный на опыте «порог». Наличие порога не увязывается также с теорией.

Н. Д. Моргулис. — Опыт дает возможность отделить группу упруго-отраженных электронов от остальных. При изменении работы выхода в широком интервале 1,5 ÷ 6 V, как это показано в работе Городецкого, точка, соответствующая началу вторичной эмиссии, смещается вместе с изменением работы выхода. Это является экспериментальным фактом, хотя из теоретических соображений не следует, что вторичные электроны будут отсутствовать при энергиях, меньших работы выхода.

И. М. Дыкман.— Мне представляются интересными результаты Фридрихова и Горячевой, устанавливающие корреляцию между вторичной эмиссией и пиком первого поглощения в щелочно-галоидных кристаллах. Нужно, однако, иметь в виду, что первый пик, как это теперь надежно установлено, связан с экситонным возбуждением. Последнее не приводит непосредственно к появлению носителей тока в кристалле и поэтому не должно сопровождаться появлением ни электронов проводимости, ни вторичных электронов. Для появления носителей тока в кристалле необходимо дополнительное возбуждение. В известных работах Анкера и Тафта был установлен экситонный механизм фототока при наличии F-центров. Интересно продолжить работу Фридрихова и Горячевой путем образования в исследуемых кристаллах F-центров. Образование экситонов при наличии F-центров могло бы привести к дополнительному появлению вторичных электронов за счет ионизации F-центров экситонами.

А. Я. Вятскин.— Сомнительно, чтобы спектр характеристических потерь энергии мог быть в непосредственной связи с тонкой структурой K-края рентгеновских спектров поглощения. Последняя вызвана, по Кронигу, флюктуацией монотонно возрастающей плотности уровней вблизи запрещенной зоны. Численное совпадение интервалов тонкой структуры рентгеновских спектров с характеристическими потерями имеет скорее формальный характер. Применение представлений Кронига к междузонным переходам при конечной ширине полосы исходных состояний (вместо K-дискретного уровня) не может привести к наблюдаемому на опыте спектру характеристических потерь.

А. Р. Шульман.— Под порогом вторичной эмиссии металлов мы понимаем наименьшую величину энергии первичных электронов, начиная с которой в спектре вторичных электронов появляется заметное число медленных электронов. Рядом опытов показано, что эта величина связана с работой выхода данного металла. При энергии, равной работе выхода или большей, имеет место резкое возрастание вероятности выхода медленных электронов. При меньших энергиях эта вероятность практически равна нулю. Это свидетельствует о том, что понятие порога имеет физический смысл, а не является приборным эффектом. Не совсем понятно, на каком основании при измерениях зависимости $\sigma = f(V_p)$ делаются выводы в области, меньшей 1 V, в то время как разброс энергий электронов в первичном пучке достигает 1—1,5 V. Сопоставление σ с данными по тонкой структуре рентгеновских спектров имеет смысл. По видимому, электроны попадают во вполне определенные одинаковые конечные состояния и при вторичной эмиссии, и при рентгеновских процессах. Замечание Дыкмана о необходимости измерений с окрашенными кристаллами совершенно правильно и будет учтено.

К. Б. Толпыго.— Я не могу согласиться с возражениями А. Я. Вятскина против сопоставления дискретных потерь энергии первичных электронов с тонкой структурой спектра рентгеновского поглощения, сделанного в работе Фридрихова и Горячевой. Потери энергии связаны с перебросом электрона из валентной зоны в одну из верхних свободных зон, рентгеновское поглощение — с перебросом электрона с K-уровня (точнее, очень узкой K-зоны) в те же самые свободные зоны. Ширины соответствующих полос могут отличаться благодаря тому, что валентная зона имеет заметную ширину. Однако расчеты ширины валентной зоны (как показано Кучер в Киеве для KCl), дают всего около 1—1,5 eV. Ввиду разброса энергий первичных электронов того же порядка это различие в опытах будет мало заметно. Однако представляется более логичным сопоставлять уровни энергии кристалла с областями спадания или замедления роста $\sigma = f(V_p)$. Действительно, если вторичный электрон возбуждает вторичный, то в самом лучшем случае (когда этот вторичный выйдет) это не изменит величины σ и приведет лишь к замене быстрого электрона медленным. Однако вторичный электрон может и не выйти из кристалла, имея неподходящее направление скорости. Поэтому возможность возбуждения вторичных электронов должна приводить к уменьшению σ. Представляется вероятным, что внешняя работа выхода электрона из щелочно-галоидных кристаллов χ не так уж мала, хотя бы за счет поляризационных сил изображения, стремящихся втянуть электрон в кристалл. Если это так и χ имеет порядок 1 eV, то вероятность выхода возбужденного электрона должна быть совсем небольшой. Мне кажется, что полученный на опыте порог вторичной эмиссии, равный примерно работе выхода, выражен достаточно резко, и незначительное число рассеянных электронов при меньших V_p может не приниматься во внимание. Однако настоятельно требует ответа вопрос: почему первичные электроны с малыми энергиями практически не испытывают неупругих потерь в металле, где как будто такие потери возможны?

А. Р. Шульман.— Мы пытались качественно ответить на последний вопрос в совместной с Е. И. Мякининым работе. При малых скоростях движущихся электронов вследствие влияния экранирования действуют очень близкие силы и резерфордовское рассеяние не имеет места, взаимодействие схоже с взаимодействием двух незаряженных тел. При этом наиболее вероятны такие взаимодействия медленных электронов с электронами зоны проводимости, в результате которых энергии обоих электронов равны полусумме их энергий до взаимодействия и предполагается, что разброс значений энергий вокруг наиболее вероятного значения невелик. Эта качественная точка зрения была затем в главных чертах подтверждена работой Вольфа. Расчеты Вольфа показали, что S-рассеяние является преобладающим для медленных электронов, что средняя энергия электрона после столкновения близка к половине первоначальной и что учет принципа Паули приводит к уменьшению отклонения величин энергий электронов после взаимодействия от среднего значения. Исходя из этих представлений, можно рассчитать возможность выхода электронов из металла при наиболее вероятных актах взаимодействия, основываясь на законе сохранения энергии. Наиболее вероятен выход электронов, если выполнено условие $V_p \geqslant \varphi$, что соответствует наличию порога вторичной эмиссии.

Л. Н. Добрецов.— По Вольфу, вероятная потеря энергии равна половине первоначального значения. Однако из теории Вольфа не следует быстрый спад кривой вероятности передачи энергии.

И. М. Бронштейн.— Рассмотрение кривых зависимости $\sigma = f(V_p)$ вблизи нулевого значения энергии первичных электронов имеет смысл, поскольку разброс энергий первичных электронов, даже равный 1,5 V, не изменит кривых. Мне представляется, что порог вторичной эмиссии существует. Однако он не обязательно связан с минимумом на кривой зависимости $\sigma = f(V_p)$.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИН НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Б. Н. ПОПОВ и В. Ф. КОЛИВЕРДОВ

ВТОРИЧНАЯ ЭМИССИЯ ОКИСИ ТОРИЯ, АКТИВИРОВАННОЙ БАРИЕМ

Введение

За последнее время вторичные эмиттеры получили значительное распространение в различных типах электронных приборов: приемно-усилительных лампах, электронных умножителях и магнетронах сантиметрового диапазона.

Основные требования к эмиттерам, применяемым в магнетронах, заключаются в следующем:

1) коэффициент вторичной электронной эмиссии должен быть возможно более высоким, во всяком случае не менее 2;

2) плотность тока должна быть порядка десятков и сотен ампер на квадратный сантиметр;

3) желательно наличие термоэлектронной эмиссии эмиттера с плотностью тока при рабочих температурах порядка единиц микроампер на квадратный сантиметр и более;

4) эмиттер должен обладать достаточным сроком службы (во всяком случае — сотни часов) при рабочих температурах, устанавливающихся в результате действия подогревателя, обратной электронной бомбардировки и прохождения тока [1]; эти температуры для реальных приборов лежат между 700 и 1500°;

5) эмиттер должен выдерживать значительную электронную и ионную бомбардировку.

Других требований мы не будем касаться, так как они не являются основными.

Этим требованиям не удовлетворяют полностью применяемые в настоящее время эмиттеры. Поэтому остается актуальной задача создания высокоэффективных и устойчивых эмиттеров, работающих в условиях, имеющих место в магнетронах.

Наиболее прямой путь решения задачи заключается в отыскании соединений, в частности окислов, обладающих нужными свойствами. Другой путь состоит в изменении свойств веществ путем их соответствующей обработки.

Для лучшего понимания способов улучшения свойств веществ с целью получения нужных эмиттеров рассмотрим общие свойства энергетической структуры вторичных эмиттеров. Все эффективные вторичные эмиттеры являются полупроводниками или диэлектриками, обладающими запрещенной зоной значительной величины. Такая энергетическая структура, как это было указано Де-Буром [2] и Моргулисом [3], обусловливает малые потери энергии вторичных электронов на их пути к поверхности. Благодаря этому возможен выход электронов с глубин в сотни атомных слоев, в то время как для металлов глубина выхода не превосходит десятков атомных слоев [4]. Эти соображения определяют класс веществ, способных удовлетворить первому из выдвинутых выше требований. Вещества же, удовлетворяющие второму и третьему требованиям, должны, казалось бы, иметь запрещенную зону малой величины. На первый

взгляд эти требования противоречивы. Существует, однако, способ известного примирения этих противоречий. Значительную концентрацию электронов проводимости, необходимую для выполнения второго и третьего требований, можно получить созданием системы локальных уровней в запрещенной зоне. Концентрация этих примесей, как известно из опыта, может быть еще настолько мала, что существенным образом не уменьшит вторичную эмиссию, в то время как проводимость эмиттера резко возрастает, а работа выхода уменьшится. Значительное увеличение числа электронов проводимости само по себе может не влиять на величину коэффициента вторичной эмиссии. Подтверждением этого является факт независимости коэффициента вторичной электронной эмиссии от температуры для большинства полупроводников и диэлектриков с наличием примесей, установленная в ряде работ (см., например, [5]).

Тазулахов [6] сделал попытку создать высокоэффективный эмиттер, выдерживая окислы различных металлов в парах бария определенного давления. Механизм действия эмиттеров, созданных Тазулаховым, к сожалению, исследован не полностью. Автор приписывает основную роль в эмиссии пленке атомов бария на поверхности окисла. Однако возможно также, что в действительности атомы бария, внедряясь в решетку окисла, образуют новый эмиттер. В любом случае хорошие результаты, полученные Тазулаховым, несомненно заслуживают внимательного изучения с целью создания на этой основе высокоэффективного и более удобного на практике эмиттера, могущего работать при более высоких температурах (практически совершенно неприемлема необходимость выдержки эмиттера в парах бария).

Задачей настоящей работы и является попытка разработки такого эмиттера и выяснение механизма его работы.

Основная трудность, возникающая при создании высокотемпературного эмиттера с наличием примесей, состоит в том, что при высоких рабочих температурах концентрация локальных центров в приповерхностной части его будет быстро убывать со временем. Для того чтобы избежать этого, необходимо все время пополнять запасы этих примесных атомов, т. е. создать эмиттер с непрерывно обновляющейся поверхностью. Обновление поверхности мы решили осуществить по принципу металлопористого катода [7] при течении активирующего вещества сквозь поры губки и миграции его по внешней поверхности эмиттера.

В качестве основного вещества была выбрана окись тория, так как этот окисел принадлежит к числу наиболее тугоплавких окислов, а следовательно, пригоден для создания температуроустойчивого эмиттера. Вместе с тем это вещество уже зарекомендовало себя в качестве материала для катода магнетронов, и требовалось лишь его дальнейшее улучшение.

Экспериментальная часть

1. Опыты с керамическим катодом с запасом бария

Катод представлял собой трубку, спрессованную из смеси порошков окиси тория и вольфрама, спеченную затем в водороде при 1700° [8]. После такой обработки керамика имеет сквозную пористость, равную пористости металлопористого катода. Из этой керамики изготавливались трубки с толщиной стенок 1,1 мм,на концы трубок надевались танталовые колпачки, которые плотно завальцовывались (рис. 1). Внутрь трубки засыпали карбонат бария с каким-нибудь восстановителем (нами применялись углерод, титан и тантал). Отверстие, через которое производили засыпку, заваривалось и катод монтировался в лампу.

Катод был прямонакальным, изменение температуры по его длине не превышало 10% (температура катода измерялась микропирометром). После разложения карбонатов температура катода медленно повышалась далее и одновременно при непрерывной откачке велось измерение термо-

электронной эмиссии катода импульсным методом. Ошибка измерения была наверное меньше 10%. При некотором значении T_0 температуры катода измеряемая величина тока термоэлектронной эмиссии начинала резко возрастать (при постоянной температуре) до некоторой равновесной величины I_0. Все процессы и величины токов были хорошо воспроизводимы. Результаты этих экспериментов сведены в таблице.

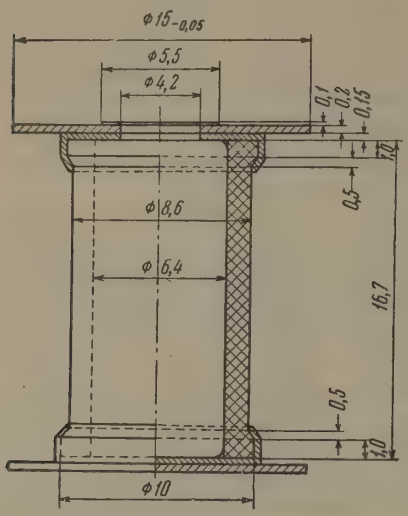


Рис. 1. Разрез экспериментального катода

Из рассмотрения этой таблицы можно сделать следующие выводы.

1. Изменение свойств катода, повидимому, связано с появлением свободного бария, так как при заполнении катода только одной окисью бария роста тока не наблюдается.

2. Количество бария, необходимое для придания желаемых свойств нашему эмиттеру, создается только применением таких восстановителей, как Ti, C, Ta. Как известно [9], получающееся при этом количество бария много больше, чем в обычном металлопористом катоде.

Измерение коэффициента вторичной эмиссии σ такого катода показало что:

1) σ после указанного процесса активации очень быстро растет с температурой, хотя у неактивированного эмиттера такого роста не наблюдается;

2) при температуре 900° σ_{max} равно 4,5 вместо 2,4 у чистой окиси тория.

Кратковременные испытания на срок службы (около 100 час) показали устойчивость катода в этих пределах. Дальнейшая работа над катодом

Значения равновесных токов и температур, соответствующих росту эмиссии, у катодов с разными восстановителями

Вещество внутри катода	Температура начала роста тока T_0 (яркостная), °C	Плотность тока эмиссии при 1100° (яркостная), А см$^{-2}$
BaO + C	990	3,5
BaO + Ti	1100	2,0
BaO + Ta	1225	0,8
BaO	Роста нет вплоть до 1500°	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$
Без заполнителя		

при отсутствии понимания его механизма могла оказаться очень длительной и малоэффективной. Исходя из этого, нами была предпринята попытка подробного изучения вторичной электронной эмиссии окиси тория с напыленным на нее барием из внешнего источника.

2. Вторичная эмиссия окиси тория с напыленным на нее барием

А. Методика измерений и экспериментальная лампа

Экспериментальная лампа (рис. 2) состояла из электронного прожектора, двух мишеней, могущих вращаться на общей оси, перпендикулярной к оси прожектора, и молекулярной пушки с приспособлением для

контроля количества и чистоты напыляемого бария. Мишень с окисью тория представляла собой танталовую чашечку ф6 и высотой 7 мм. На ее торцовую часть напекалась танталовая губка, на которую намазывался окисел.

Вторая мишень сделана из чистого тантала. Вращением лампы можно было устанавливать любую из мишеней как против электронной, так и против молекулярной пушки. Контроль количества напыляемого бария осуществлялся по методу Беккера [10]. Для этого на постоянном расстоянии от мишени со стороны молекулярной пушки укрепляли вольфрамовую нить ф0,15 мм; расстояние от нити до мишени, повернутой к молекулярной пушке, не превышало 2 мм. В качестве источника бария применялся геттер Феба 0,8, помещаемый в камеру, образованную двумя танталовыми

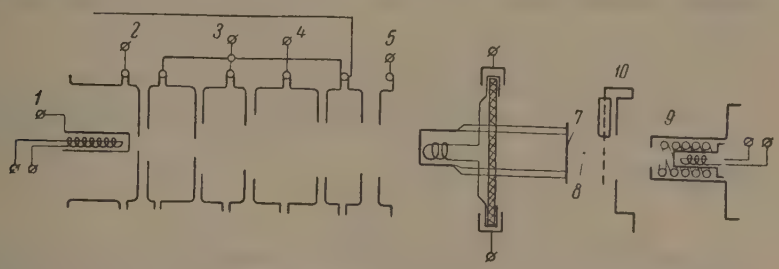


Рис. 2. Схема экспериментальной лампы: 1 — катод пушки, 2 — управляющий электрод пушки, 3 — первый анод пушки, 4 — второй анод пушки, 5 — коллектор вторичных электронов, 6 — мишень с окисью тория, 7 — танталовая мишень, 8 — вольфрамовая проволока для измерения скорости напыления, 9 — молекулярная пушка, 10 — заслонка и диафрагма

стаканчиками. Плотность напыляемого вещества на краях мишени не отличалась от плотности напыления в центре более чем на 1% [11]. Специальная заслонка и диафрагма позволяли начинать или прекращать напыление в точно фиксированный момент. Измерение σ велось импульсным методом [12]. Вакуум на всех стадиях обработки лампы был не хуже $1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., а как правило, — не хуже $1—2 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Все электроды лампы обезгаживались при температурах, более высоких, чем при измерениях. Благодаря совместному действию манометрической лампы и распыляющегося бария вакуум в экспериментальных лампах во время измерений был $2—5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. Мер к получению более высокого вакуума не применялось, для того чтобы условия работы эмиттера не отличались от условий в промышленных приборах.

Температура мишени, измеряемая микропирометром, задавалась величиной тока накала мишени. На рис. 4 указаны значения температуры мишени при величинах тока накала, больших 800 мА, так как при более низких величинах тока накала измерения микропирометром становятся невозможными. Шкала температур, естественно, получается неравномерной.

Для контроля работы лампы нами была измерена σ танталовой мишени; эти измерения дали значение, отклоняющееся от считающихся наиболее достоверными данных Варнеке [13] не более чем на 5%. Значения импульсных измерений отличались от значений, полученных в постоянном режиме, не более чем на 1—2%. При измерениях с чистой окиси тория также получены результаты, совпадающие с литературными данными [14, 15], а именно: $\sigma_{max} = 2{,}3—2{,}5$ и не зависит от температуры при измерении в режиме одиночного импульса.

В режиме периодических импульсов влияние зарядки поверхности исчезает при температуре приблизительно 600° и выше. Для контроля чистоты вольфрамовой нити и напыляемого бария измерялась работа выхода вольфрама и оптимального покрытия этой нити барием. Полученные

значения работ выхода не отличались от приводимых в литературе более чем на 5% [16, 17].

Кроме этого, измерялось значение σ толстого слоя бария, напыленного на танталовую мишень. Полученное значение σ_{max} равнялось 0,83 [18] и не изменялось при толщине слоя более чем 20 монослоев (под монослоем мы здесь и далее будем понимать количество бария, напыляемое на мишень за время, в течение которого будет достигнут максимум тока вольфрамовой нити при ее постоянной температуре).

Б. Результаты экспериментов

При напылении бария на танталовую пластинку при комнатной температуремы получаем сначала рост σ,соответствующий уменьшению работы

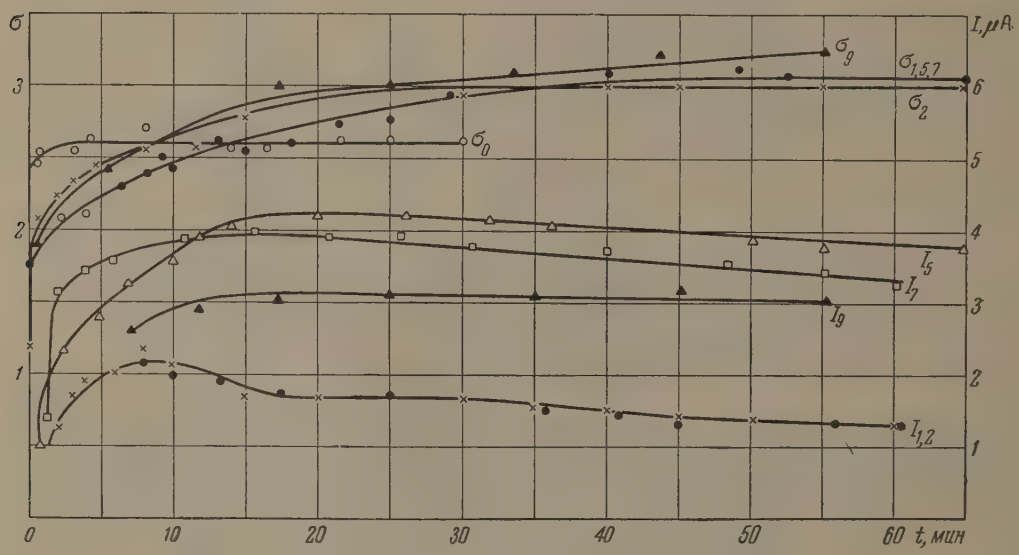


Рис. 3. Зависимость σ и термотока мишени от времени для различного числа монослоев: ⊙ — без напыления, ● — один слой, × — два слоя, △ — пять слоев, □ — семь слоев, ▲ — девять слоев. Индексы у σ и I обозначают количество напылений

выхода пленочного катода; затем σ постепенно уменьшается, переходя к значению 0,83. При подобном же напылении бария на окись тория не происходит плавного перехода. Часто значения σ для двух, один за другим напыленных слоев, не отличаются одно от другого, однако конечное значение, достигаемое при 50 напыленных слоях (приблизительно), равно 0,83, как это и ожидалось.

Это значение сохраняется даже в течение 20 час стояния мишени при комнатной температуре.

Изучение поведения мишени при повышенных температурах мы начали с изучения временных изменений при постоянной температуре. Для облегчения измерений мы выбрали температуру, при которой исчезает зарядка поверхности. Полученная зависимость σ и тока термоэлектронной эмиссии от времени нагрева изображена на рис. 3.

Здесь приведены зависимости, полученные для чистой мишени, а также для мишени с напыленными 1, 2, 5, 7 и 9 монослоями, выбранных нами в качестве наиболее характерных из всех проведенных экспериментов. Рассматривая зависимость σ от времени для чистой окиси тория, можно установить, что время, необходимое для установления температуры мишени, составляет 2—2,5 мин. Если даже отбросить это время, то σ для мишени с напыленным на нее барием оказывается вначале ниже, чем для чистой окиси тория. С течением времени σ мишени с напыленным барием возрастает

и, наконец, достигает стационарной величины, равной приблизительно 3,5.

Термоэлектронная эмиссия таких эмиттеров также сначала возрастает со временем, проходит через максимум (для малого числа слоев) и стремится к постоянной величине для более значительных толщин напыленного слоя (9 и более слоев).

Для исследования поведения мишени при более высоких температурах после достижения равновесного состояния эмиттер прогревался до более высоких температур. Поведение его при этом режиме видно на рис. 4. Для мишени с напыленным барием толщиной в один-два слоя σ увеличивается на 10—12%, оставаясь постоянным при увеличении температуры, подобно окиси тория.

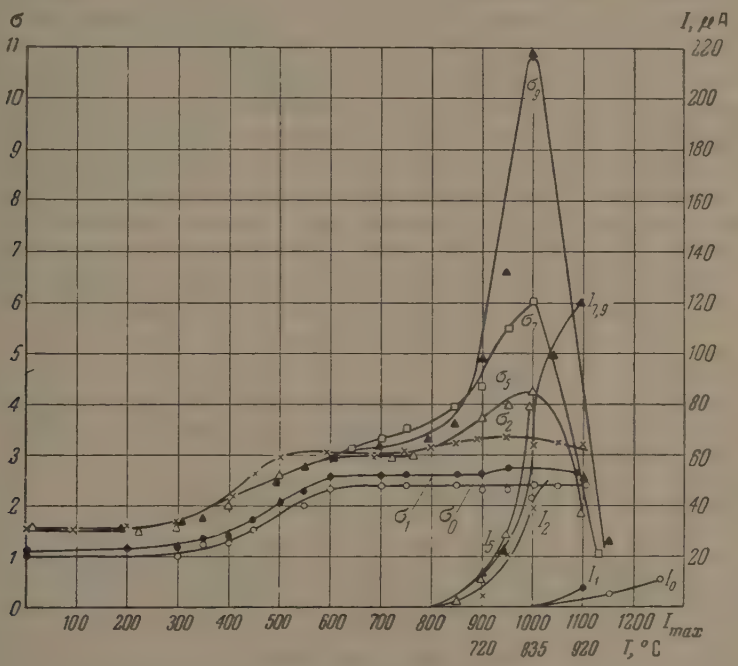


Рис. 4. Зависимость σ и термотока мишени от температуры (по оси абсцисс отложены ток накала подогревателя мишени и температура мишени). Обозначения те же, что и на рис. 3

С увеличением числа слоев зависимость от температуры выступает очень отчетливо. σ резко возрастает с увеличением температуры, достигая величин 6÷12. Максимальное значение σ достигается при температурах 740÷830°, большинство из них лежит в пределах 790÷830°. Максимальное значение σ резко возрастает с толщиной слоя. При более высоких температурах σ убывает, достигая 1 уже при 970°. При повторных измерениях, проводимых без допыления бария, характер кривых сохранялся, но максимум перемещался в сторону бо́льших температур, и заметно уменьшалась величина его. После 3-часового прогрева мишени с напыленным барием при температуре 1300° ее эмиссия и σ не отличаются от этих величин для чистой окиси тория.

Термоэлектронный ток вначале возрастает с числом слоев и, начиная с толщины в 6 слоев, не зависит от нее.

Результаты, описанные здесь, качественно хорошо воспроизводятся. Абсолютные значения σ при прогреве до 600° имеют разброс в пределах единицы (достигающий 4 при высоких температурах).

При прогреве мишени с напыленным барием вакуум всегда ухудшается, и тем больше, чем больше толщина слоя; так, при напылении 50 слоев

вакуум ухудшается на целый порядок. При прогреве чистой мишени, а также мишени с напыленной окисью бария изменения вакуума большей частью не наблюдается или если и наблюдается, то много меньше, чем при прогреве мишени с барием.

Нами изготавливались также лампы с двумя молекулярными пушками и напылялась чистая окись бария. Температурная зависимость σ таких мишеней была близка к полученной нами для прогретых мишеней с напыленным барием.

Обсуждение результатов и выводы

Рассматривая температурную зависимость σ (рис. 4), мы можем сказать, что такой необычайно быстрый рост σ с температурой весьма напоминает температурную зависимость коэффициента вторичной эмиссии для окиси бария [19, 20]. Это подтверждается тем, что при напылении окиси бария мы получали качественно похожую картину температурной зависимости σ. Превращение металлического бария в окись бария, на наш взгляд, происходит в результате воздействия остаточного кислорода в лампе.

Время, в течение которого меняется σ, в этом случае определяется не временем адсорбции газов, которое не превышает десятков секунд, а скоростью реакции кислорода с барием. Скорость реакции сильно зависит от температуры. Как уже упоминалось, при комнатной температуре начало реакции незаметно и через 20 час, а при 300÷400° σ возрастает на 25% за 5—6 мин. Для температуры в 600° реакция заканчивается в несколько минут.

Нам не удалось установить, протекает ли эта реакция при любой температуре (правда, с очень малой скоростью), или имеется некоторая минимальная температура, необходимая для ее начала. Мы рассчитываем заняться этим вопросом в будущем.

Работы, проводимые сейчас одним из авторов совместно с Б. Ч. Дюбуа по пленкам бария на титане и вольфраме, показывают, что только при вакууме, лучшем, чем $5 \cdot 10^{-8}$ мм рт. ст., барий не адсорбирует остаточных газов; при больших давлениях такая адсорбция имеет место, а значит, возможна и химическая реакция при повышении температуры или без него (см. выше). Такая реакция или не имеет места на подложках из вольфрама или тантала, или компенсируется их восстанавливающим действием. Мы ни в коей мере не склонны к утверждению, что в изученной нами мишени не может существовать атомов или даже конгломератов атомов металлического бария. Вероятно, они там имеются в количествах, зависящих от условий в каждой отдельной лампе, однако большая часть металлического бария, по-видимому, превращается в окись бария.

На наш взгляд, интересной является зависимость σ от толщины слоя (см. выше). Это возрастание трудно объяснить увеличением длины пробега первичного электрона в веществе. Увеличение пробега слишком невелико, чтобы объяснить столь значительный рост.

Предположение о разрыве сплошности пленки и образовании более толстых конгломератов окиси бария также неприемлемо. В этом случае обнаженная от окиси бария часть мишени будет иметь $\sigma = 2{,}5$, и усредненный по поверхности коэффициент вторичной эмиссии должен оказаться близким к 2,5.

По Джонсону [21], рост σ окиси бария с увеличением ее температуры является в действительности увеличением ее термоэлектронной активности под влиянием электронной бомбардировки первичными электронами. Время нарастания активности меньше (или равно) времени нарастания фронта импульса первичного тока.

Если принять этот механизм для роста σ окиси бария с температурой, то рассмотренное увеличение его с толщиной слоя легко объясняется меньшей отравляемостью слоя остаточными газами при его возрастающей тол-

щине [22]. Наличие этой активировки при весьма малой толщине слоя, на наш взгляд, заслуживает внимания.

Падение коэффициента вторичной электронной эмиссии при температурах, больших, чем 835° (рис. 4), является результатом влияния пространственного заряда [21]. Этот взгляд подтверждается тем, что термоэлектронный ток с мишени при толщинах, бо́льших, чем 5 слоев, оказывается не зависящим от толщины. Это возможно при отборе только части термоэлектронов на коллектор, т. е. при наличии минимума потенциала около катода.

Если в свете изложенных экспериментов рассмотреть механизм работы эмиттеров, разработанных Тазулаховым [6], то становится очевидным, что в действительности они представляют собой не пленку бария на окислах, а пленку окиси бария на них (возможно, с примесью бария).

Разница в коэффициентах вторичной эмиссии для разных подложек получалась и у нас. Так, например, для мишени с очень рыхлой поверхностью окиси тория σ приблизительно равнялась 1,9. В этом случае σ мишени с напыленным барием не превосходило 6—7 (вместо 9—12).

Изложенное заставляет с недоверием отнестись к утверждениям о наличии на поверхности нагретых неметаллических мишеней свободных атомов щелочных и щелочноземельных металлов.

Не могут ли какие-нибудь другие процессы объяснить наблюдаемые факты?

Можно указать на следующие возможные явления:

1) уход остаточных газов из слоя, влекущий за собой изменение σ;

2) окисление бария в результате химической реакции:

$$ThO_2 + 2Ba = Th + 2BaO,$$

3) диффузия бария в решетку окиси тория;

4) изменение слоя под влиянием электронной бомбардировки при измерении σ.

Известно, что σ неметаллических мишеней всегда возрастает с их обезгаживанием [5].

Если толщину напыленного бария довести до 40—50 слоев, то мишень темнеет. Однако после прогрева она приобретает белый цвет, который не изменяется при новом воздействии остаточных газов даже более высокого давления, чем ранее. Из этого видно, что первый процесс не может быть целиком ответственен за изменения σ мишени.

Второе предположение следует также отбросить. Многократно проведенные расчеты (см., например, [23, 24]) показывают, что эта реакция идет справа налево. Испарение тория из реакционного пространства, которое могло бы вызвать сдвиг реакции вправо [25], в рассматриваемом интервале температур будет значительно меньше, чем испарение бария, которое будет смещать реакцию в противоположном направлении.

Диффузия бария в решетку окиси тория, вероятно, имеет место. Подобные процессы неоднократно привлекались для объяснения изменения полупроводниковых мишеней [26, 27]. Однако температуры в данном случае, вероятно, должны быть много выше, чтобы обеспечить нужную концентрацию бария в столь короткое время. Это предположение не может быть, однако, окончательно отброшено без анализа состава слоя.

Влияние электронной бомбардировки на коэффициент вторичной эмиссии отмечалось многими авторами, в частности в [26, 27]. Во всех случаях электронная бомбардировка уменьшает или, по крайней мере, не увеличивает σ. В нашем случае все измерения велись импульсным методом; следовательно, влияние бомбардировки было невелико. Кроме этого, нарастание происходит и при отсутствии измерений. Таким образом, увеличение нельзя объяснить электронной бомбардировкой мишени.

Ранее сделанное предположение об окислении металлического бария в окись бария остаточным кислородом, в результате чего и происходит возрастание σ, кажется нам наиболее соответствующим истине.

Проделанные эксперименты, к сожалению, заставляют сделать неутешительный вывод о возможности практического использования разработанного эмиттера ввиду связи его работы с действием остаточных газов и значительного расхода бария — большего, чем в металлопористых катодах. Однако в некоторых специфических случаях такое применение, вероятно, возможно.

Для окончательного решения вопроса необходимо проведение экспериментов в условиях сверхвысокого вакуума с напуском газа известного состава. Такие работы ведутся и будут опубликованы по их окончании.

В заключение авторы приносят большую благодарность А. Р. Шульману за постоянное внимание к работе и ценную дискуссию в ходе ее.

Цитированная литература

1. Магнетроны сантиметрового диапазона. — Советское радио, 1950.
2. Bruining H., Die Sekundäre Elektron Emission fester Körper.— 1942.
3. Моргулис Н. Д., ЖТФ, **9**, 853 (1939).
4. Моргулис Н. Д. и Находкин Н. Г., ДАН СССР, **94**, 1029 (1954).
5. Шульман А. Р., Диссертация.— Л, 1956.
6. Тазулахов Б. Д., ЖТФ, **20**, 773 (1950).
7. Lemmens, Jansen, Loosjes, Phil techn. Rev., **11**, 341 (1950).
8. Fan, J. Appl. Phys., **20**, 682 (1949).
9. Моргулис Н. Д. и др., Отчет по металлопористым катодам.— Киев, 1956.
10. Becker, Trans. Amer. Electrochem. Soc., **55**, 153 (1929).
11. Векшинский С. А., Новый метод металлографического исследования сплавов. — Гостехиздат, М. — Л., 1944.
12. Шульман А. Р. и Македонский В. Л., ЖТФ, **22**, 1540 (1952).
13. Warnecke, J. Phys. et radium, **7**, 278 (1936).
14. Шульман А. Р. и Ярошецкий И. Д., ЖТФ, **24**, 845 (1954).
15. Попов Б. Н., Диссертация.— М., 1954.
16. Warner A. H., Proc. Nat. Acad. Sci., **13**, 56 (1927).
17. Гаврилюк В. М., Труды ИФАН УССР, **5**, 87 (1954).
18. Bruining H., de Baer I. H., Physica Holl, **5**, 17 (1938).
19. Моргулис Н. Д. и Нагорский И. А., ЖТФ, **5**, 848 (1938).
20. Морозов А. В., Диссертация.— М., 1950.
21. Johnson I. B., Phys. Rev., **83**, 49 (1951).
22. Находкин Н. Г. и Кулик А. Е., Изв. АН СССР. Сер. физ., **20**, 1096 (1956).
23. Кубашевский О. и Эванс Э., Термохимия в металлургии.— ИЛ, М., 1954.
24. Пазухин В. А. и Фишер А. Я., Вакуум в металлургии.— ГНТИ, Москва, 1956.
25. Moore C. E., J. Chem. Phys., **9**, 427 (1941).
26. Кульварская Б. С., Диссертация.— М., 1956.
27. Woods I., Wright D. A., Brit. J. Appl. Phys., **3**, 56 (1952).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Б. Н. ПОПОВА и В. Ф. КОЛИВЕРДОВА

Н. Л. Яснопольский.— Чему равнялась величина σ?

Б. Н. Попов.— Максимальное значение σ равнялось 12.

А. В. Морозов.— Следовательно, напыление чистого бария дает величину σ порядка 9?

Б. Н. Попов.— Да. Подобный температурный ход получается только для окиси бария, но не для других окислов. Это не истинный температурный ход, а быстрая активировка катода под влиянием электронной бомбардировки.

А. В. Морозов.— К чему же сводится активировка?

Б. Н. Попов.— Мы хотим поставить специальную работу, посвященную этому вопросу.

В. Н. Лепешинская.— Какова температурная стойкость катода?

Б. Н. Попов.— У нашего эмиттера непрерывно обновляющаяся поверхность. Через 100 час это уже не тот эмиттер, который был первоначально.

И. М. Бронштейн.— Что получится, если не греть образец?

Б. Н. Попов.— В этом случае σ = 0,83. Ход σ получается как для пленочных катодов.

О. Г. Сарбей.— В Институте физики АН УССР изучалась вторичная электронная эмиссия пленок германия и тантала при напылении на них окиси бария. При напылении окиси бария при комнатной температуре σ растет от 1,1 (чистый германий) до 5,5 при оптимальном числе слоев окиси бария, затем слегка падает (до 4,6) с увеличением числа слоев окиси бария.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Е. Г. КОРМАКОВА и В. Г. ПАВЛОВСКАЯ

ПОВЕДЕНИЕ СЛОЖНЫХ ЭМИТТЕРОВ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ДЛИТЕЛЬНОЙ ИХ РАБОТЕ

В данном сообщении рассматривается поведение кислородно-магниевого эмиттера вторичных электронов при длительной работе последнего в электронных умножителях. Из всех известных к настоящему времени сложных эмиттеров кислородно-магниевый эмиттер наиболее пригоден для применения в технических приборах, использующих вторичную эмиссию.

Кислородно-магниевый эмиттер имеет достаточно большое значение коэффициента вторичной эмиссии ($\sigma = 8 \div 10$ при скорости первичных электронов 300÷400 V). Допустимая плотность тока для этих эмиттеров составляет около 10 mA $см^{-2}$. Кислородно-магниевые эмиттеры являются вполне стабильными. Повышение температуры до 600° не приводит к существенному изменению вторичной эмиссии (эти эмиттеры не теряют вторичной эмиссии при воздействии воздуха, если устранено влияние влаги) [1].

В последнее время кислородно-магниевый эмиттер получается при определенной активировке сплавов Ag, Al, Cu и других металлов с магнием [2, 3].

Технология получения вторичного эмиттера из сплава очень проста и удобна при применении этого эмиттера в технических приборах, в частности в электронных умножителях.

1. Проведение измерений

Исследование поведения эмиттера проводилось нами в электронных умножителях ВЭИ при испытаниях стабильности последних — изменения выходного тока в течение их работы при постоянном первичном токе.

В электронных умножителях ВЭИ применяются эмиттеры цилиндрической конструкции с центральной направляющей электроны сеткой, выполненной в виде конуса и расположенной по центру цилиндра, образованного эмиттерами. Число эмиттеров — 13. Умножители выпускаются с термокатодом и фотокатодом. Фотокатод — полупрозрачный — расположен в фотоумножителях на полушаровой части колбы. Термокатод — в виде нити из бронзированного вольфрама — расположен вдоль поперечной щели в управляющем цилиндре, который совмещается с отверстием в диафрагме умножителя.

Эмиттеры вторичных электронов в этих умножителях представляют собой кислородно-магниевые поверхности, полученные при активировке алюминиево-магниевого сплава (Al-Mg и Al-Mg-Si) с содержанием магния 1÷4%. В умножителях с термокатодом это — «чисто» кислородно-магниевые поверхности, в фотоумножителях это — кислородно-магниевые поверхности, обработанные парами цезия — со следами слоя Cs_2O—Cs.

Активировка этих сплавов в умножителях состояла в предварительном прогреве, а затем в окислении сплава в атмосфере сухого кислорода при давлении ~ 1 мм рт. ст. и температуре 400—450°. Достаточность окисления определялась по изменению давления кислорода в системе.

На рис. 1 представлена зависимость коэффициента вторичной эмиссии σ кислородно-магниевого эмиттера, полученного согласно указанной выше технологии, от скорости первичных электронов. Кривая *1* дана для «чисто» кислородно-магниевого эмиттера, кривая *2* — для кислородно-магниевого эмиттера после воздействия на него паров цезия при обработке фотокатода. Как видим, σ у кислородно-магниевого эмиттера, обработанного цезием, возрастает по сравнению с необработанным цезием на 10—15%.

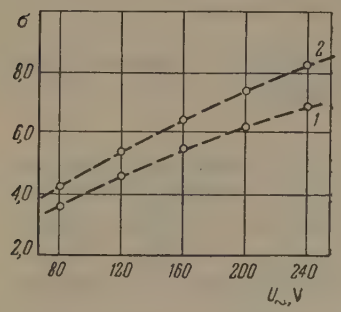


Рис. 1. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии кислородно-магниевого эмиттера, полученного при активировке алюминиево-магниевого сплава, от скорости первичных электронов: *1* — «чисто» кислородно-магниевого эмиттера, *2* — того же эмиттера, но после воздействия на него паров Cs

Испытания стабильности умножителей проводились на обычной схеме для измерения умножителей. Время, в течение которого исследовалась стабильность, было порядка одного рабочего дня и нескольких десятков часов. Измерялись как анодный ток, так и токи в отдельных эмиттерах. Зная первичный ток, мы определяли коэффициенты усиления, как общие, так и по отдельным эмиттерам.

Условия, в которых находились умножители перед измерениями, по возможности были одинаковыми.

При измерениях (как в случае умножителя с термокатодом, так и с фотокатодом) первичный ток контролировался и поддерживался в процессе измерения стабильности постоянным.

Измерения проводились при анодных токах порядка 3—5 mA, что дает плотность тока на последних эмиттерах умножителя около 1—1,5 mA $см^{-2}$. Такая плотность тока является вполне допустимой величиной для кислородно-магниевого эмиттера.

2. Результаты измерений и их обсуждение

Для умножителей с термокатодом измерения стабильности проводились при анодных токах в среднем около 5 mA и напряжении на умножителе 850, 1200 и 1400 V, что дает скорость первичных электронов на эмиттере соответственно 60, 85 и 100 V.

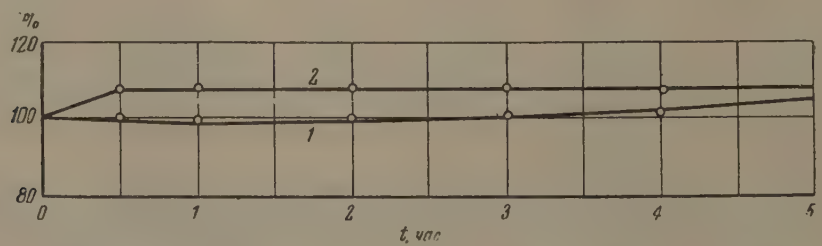


Рис. 2. Изменение общего усиления со временем для двух образцов умножителей с термокатодом при напряжении 850 V

На рис. 2 представлено изменение общего усиления двух образцов умножителей за 5 час непрерывной работы при напряжении на умножителе 850 V. Для первого умножителя (кривая *1*) возрастание общего усиления составляет около 3,5%, а для второго (кривая *2*) — около 8%.

Как видно из кривой *2*, наибольшее изменение усиления имеет место за первые 30 мин работы умножителя (около 7,5%), затем эмиссия стабилизуется и за 4 час 30 мин изменение усиления составляет всего 0,5%.

На кривых *1* и *2* рис. 3 изображено изменение общего усиления умножителей за 4 часа работы при напряжении на умножителе 1200 V (кривая *1*) и напряжении 1400 V (кривая *2*). Ход кривых в этом случае также показывает, что наибольшее изменение усиления имеет место за первые

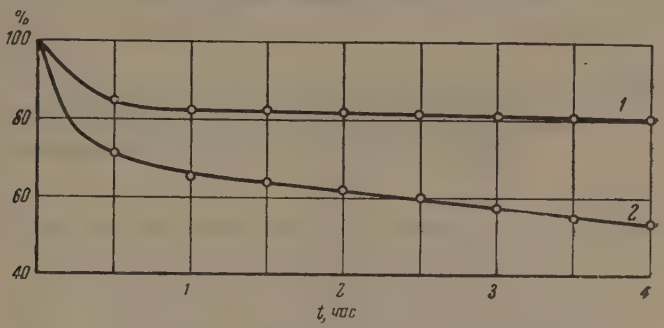


Рис. 3. Изменение общего усиления со временем для умножителя с термокатодом при напряжении 1200 V (кривая *1*) и напряжении 1400 V (кривая *2*)

30 мин; для кривой *1* снижение усиления за 30 мин составляет 16% и затем за 3 часа 30 мин — 3%; для кривой *2* за 30 мин падение составляет 29% и за 3 часа 30 мин — 16%.

Из рассмотрения кривых рис. 2 и 3 следует, что при напряжении на умножителе порядка 850 V изменение усиления очень невелико, причем для большинства образцов имеет место возрастание усиления в течение работы умножителя, как это и показано на рис. 2. При увеличении рабочего напряжения на умножителе наблюдается главным образом снижение усиления со временем, причем величина этого снижения возрастает с увеличением рабочего напряжения. Кривая *2* рис. 3 соответствует образцу умножителя, в котором это снижение выражено особенно резко.

На рис. 4 и 5 представлено изменение общего усиления и усиления отдельных эмиттеров в течение 4—5 час непрерывной работы умножителя: на рис. 4 при напряжении на умножителе, равном 850 V, и на рис. 5 при напряжении, равном 1200 V. Под усилением отдельных эмиттеров мы понимаем усиление всех предыдущих эмиттеров умножителя, включая и

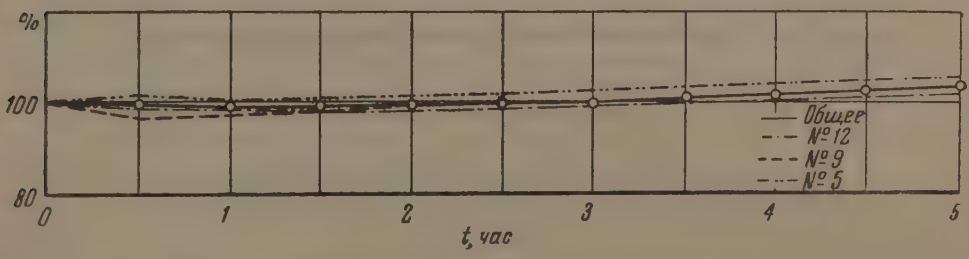


Рис. 4. Изменение общего усиления и усиления по отдельным эмиттерам со временем для умножителей с термокатодом при напряжении 850 V

данный. Для кривых рис. 4 характерно как небольшое изменение общего усиления, так и изменение усиления на отдельных эмиттерах, причем на первых пяти эмиттерах имеет место возрастание усиления, на девяти и двенадцати — снижение.

Для кривых рис. 5 наблюдается снижение как общего усиления, так и усиления на отдельных эмиттерах. Кривые этого рисунка показывают, что снижение усиления на двенадцати эмиттерах, как и следовало ожидать, наибольшее. На семи и девяти эмиттерах также имеет место снижение усиления, но значительно меньшее, что можно объяснить тем, что плотности тока на этих эмиттерах меньше. Если на двенадцатом эмиттере плотность тока около 1 mA см$^{-2}$, то на 9-м и 7-м эмиттерах плотности тока составляют всего несколько сотых миллиампера на 1 см^2.

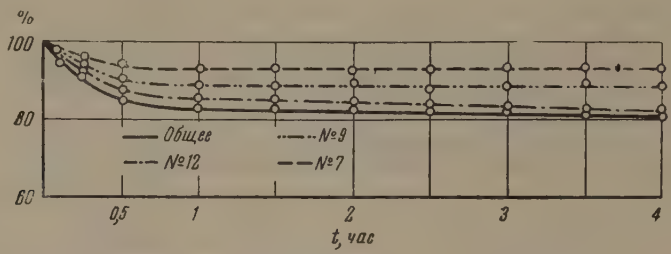


Рис. 5. Изменение общего усиления и усиления по отдельным эмиттерам со временем для умножителей с термокатодом при напряжении 1200 V

Как видим, кривые изменения усиления на отдельных эмиттерах умножителя имеют разный характер. Для первых эмиттеров часто наблюдается возрастание усиления, для последних — снижение усиления. Из этого можно сделать вывод, что в основном характер изменения усиления вторичной эмиссии эмиттера со временем работы определяется величиной тока или плотностью тока эмиттера, так как скорости первичных электронов в одном умножителе для всех эмиттеров одинаковы.

Поэтому мы можем пока предположить, что наблюдаемое нами уменьшение стабильности усиления при увеличении рабочего напряжения умножителя (рис. 3) происходит не за счет увеличения скорости первичных электронов, бомбардирующих эмиттер, а за счет увеличения мощности эмиттера.

Исследование работы умножителя с термоэлектронным катодом в течение 20 час показало, что основное снижение усиления происходит в первые часы работы прибора, затем усиление стабилизуется. На рис. 6 изображена кривая изменения общего усиления умножителя за 20 час при

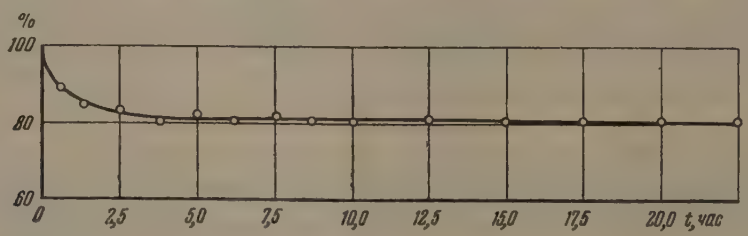


Рис. 6. Изменение общего усиления со временем для умножителя с термокатодом при напряжении 1200 V и анодном токе 5,7 mA

рабочем напряжении 1200 V и анодном токе 5,7 mA. За первые 2,5 час работы умножителя общее усиление снижается на 18%, из которых за первые 30 мин — на 12,5%. За остальные 17,5 час падение усиления составляет всего 2%.

Таким образом, для кислородно-магниевого эмиттера в умножителях с термокатодом при плотности тока 1—1,5 mA см$^{-2}$ и при скорости первичных электронов 60 V изменение вторичной эмиссии при непрерывной работе за 6—8 час составляет несколько процентов. Наибольшее изменение

эмиссии имеет место за первое время работы эмиттера после включения (от 30 мин до 2 час), после чего эмиссия стабилизуется или меняется очень незначительно. В первое время работы умножителя происходит формирование эмиттера, которое в первую очередь состоит в выделении с поверхности эмиттера адсорбированного кислорода и в некотором изменении структуры эмиттера при прохождении через него тока. Время формирования эмиттера, очевидно, определяется режимом работы эмиттера.

Измерения стабильности кислородно-магниевого эмиттера, обработанного парами цезия, проводились в фотоумножителях с сурьмяно-цезиевым катодом при различных анодных токах и при напряжении на фотоумножителе 800 V.

На рис. 7 представлено изменение общего усиления для двух образцов фотоумножителей, работавших при анодных токах порядка 4 mA непрерывно в течение 4 час.

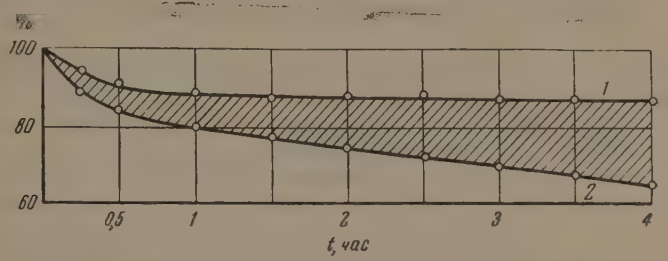


Рис. 7. Изменение усиления со временем для двух образцов фотоумножителей (с наименьшим и наибольшим из всех исследованных образцов изменением) при напряжении 800 V и анодных токах 4 mA

Кривая *1* этого рисунка соответствует образцу, имевшему наименьшее изменение общего усиления; кривая *2* — образцу, имевшему наибольшее изменение общего усиления из всех исследованных. Для кривой *1* снижение за 4 час составляет 13%, в том числе за первые 30 мин 8%, для кривой *2* снижение за 4 час 35%, а за первые 30 мин 15%.

Как видим, для некоторых образцов фотоумножителей при анодных токах порядка 4—5 mA, снижение усиления велико и достигает 35%. Кроме того, за все время работы фотоумножителя еще не наступает стабилизации усиления. Из этого можно предположить, что анодные токи 4—5 mA, а соответственно и плотности тока на последних эмиттерах 1—1,5 mA $см^{-2}$ велики у кислородно-магниевого эмиттера, обработанного цезием.

В результате обработки фотокатода цезием на поверхности кислородно-магниевого эмиттера в фотоумножителе, как мы полагаем, образуются следы слоя Cs_2O—Cs. Вторичная эмиссия кислородно-магниевого эмиттера в этом случае возрастает, как мы уже указывали, а допустимая плотность тока эмиттера и стабильность во времени уменьшаются.

Для фотоумножителей величина усиления еще в большей степени зависит от величины анодного тока. С изменением величины тока изменяется как величина, так и характер кривых изменения усиления.

На рис. 8 показано изменение общего усиления фотоумножителя при различных анодных токах I_a и напряжении 800 V. Кривая *1* при $I_a = 4$ mA, кривая *2* при $I_a = 0{,}35$ mA, кривая *3* при $I_a = 70$ μA и кривая *4* при $I_a = 0{,}8$ μA.

Для фотоумножителей, как и для умножителей с термокатодом, нами проведено исследование изменения усиления по отдельным эмиттерам. Здесь точно так же наблюдается для разных эмиттеров разный характер изменения усиления: для первых эмиттеров в некоторых образцах фотоумножителей имеет место возрастание усиления, для последних — всегда снижение.

При исследовании изменения усиления фотоумножителей в процессе работы наблюдалась зависимость стабильности усиления от величины усиления: чем больше усиление фотоумножителя, тем менее стабильно оно. Последнее иллюстрируется кривыми рис. 9. Область, заключенная между кривыми *1* и *1′*, соответствует фотоумножителям, имеющим при 800 V усиление $0{,}5 \div 1{,}3 \cdot 10^4$. Снижение усиления в этом случае за 6 час непрерывной работы составляет 1÷6%, и почти все это уменьшение падает

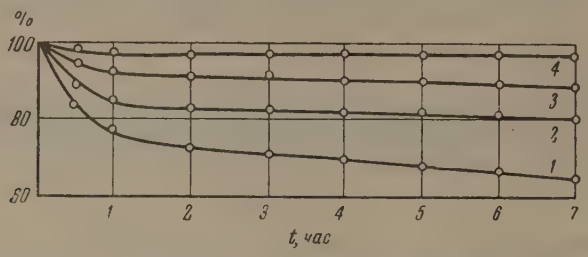


Рис. 8. Изменение усиления со временем для фотоумножителя, работающего при напряжении 800 V и различных анодных токах: *1* — I_a = = 4 mA, *2* — I_a = 0,35 mA, *3* — I_a = 70 μA, *4* — I_a = 0,8 μA

на первый час работы фотоумножителя. Область, заключенная между кривыми *2* и *2′*, составляет снижение усиления 8—14% и соответствует фотоумножителям с усилением в среднем $3 \cdot 10^4$. Как видим, здесь, даже при такой незначительной разнице усилений фотоумножителей, имеет место различие в стабильности эмиттеров. Приведенные кривые снимались при анодных токах порядка 20—50 μA.

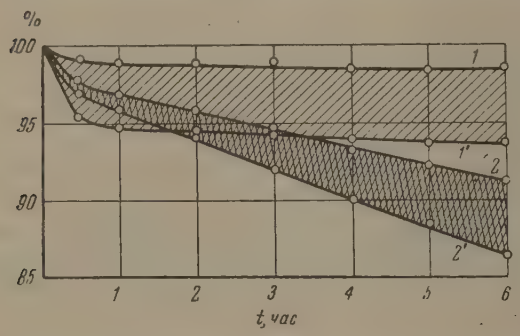


Рис. 9. Изменения усиления со временем для фотоумножителей, работающих при напряжении 800 V и имеющих различную величину усиления: область между *1* и *1′* — для фотоумножителей с усилением $0{,}5 \div 3 \cdot 10^4$; между *2* и *2′* — с усилением в среднем $3 \cdot 10^4$

Для умножителей с термокатодом нами также наблюдалась такая зависимость, но она не была так заметна, поскольку в этом случае снижение усиления при анодных токах 4—5mA было невелико. Поэтому объяснить зависимость стабильности усиления от его величины в фотоумножителях только тем, что кислородно-магниевые эмиттеры здесь обрабатывались цезием, очевидно, нельзя.

В одной из первых работ по эмиттерам из серебряно-магниевого сплава [4] имелось указание на то, что эмиттеры, имеющие высокое значение коэффициента вторичной эмиссии σ, обладают меньшей стабильностью, чем эмиттеры со средним значением σ.

При требовании высокой стабильности от умножителей с кислородно-магниевыми эмиттерами, а особенно с кислородно-магниевыми эмиттерами, обработанными цезием, рекомендуется тренировка умножителей перед измерениями при токах порядка рабочих или в 10÷100 раз, не более, превышающих рабочий ток.

По нашему мнению, значительное увеличение выходного тока во время тренировки не приводит к увеличению стабильности усиления умножителя при работе с меньшими токами.

На рис. 10 показано изменение усиления фотоумножителя при работе

последнего в течение 3 дней по 7—8 час, при выходных токах в несколько десятков микроампер.

Как видим, снижение усиления на третий день очень невелико — около одного процента, причем фотоумножитель при включении на второй и третий день сразу начинает работать стабильно (без начального изменения).

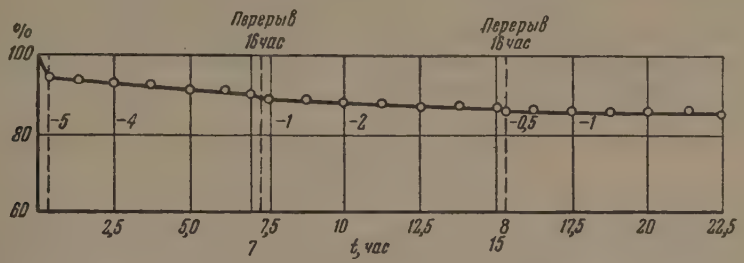


Рис. 10. Изменение усиления фотоумножителя за время работы в течение трех дней

Выводы

1. В умножителях с термокатодом при плотности тока на последних эмиттерах около 1—1,5 mA $см^{-2}$ и при скорости первичных электронов 60V изменение вторичной эмиссии кислородно-магниевого эмиттера, полученного при активировке алюминиево-магниевого сплава, за 6—8 час работы составляло несколько процентов.

Наибольшее изменение эмиссии имеет место за первое время работы эмиттера после включения (30 мин — 2 час), затем эмиссия стабилизуется или меняется очень мало. В первое время работы происходит формирование эмиттера, которое в основном состоит в выделении с поверхности адсорбированного кислорода и в некотором изменении структуры эмиттера при прохождении через него тока.

Характер и величина изменения эмиссии со временем в первую очередь определяются анодным током или плотностью тока на данном эмиттере.

При увеличении скорости первичных электронов и соответственно рабочего напряжения на умножителе стабильность эмиссии снижается.

2. В умножителях с фотокатодом стабильность эмиссии кислородно-магниевого эмиттера, обработанного цезием, снижается по сравнению с «чисто» кислородно-магниевым эмиттером в умножителях с термокатодом.

В результате обработки фотокатода умножителя цезием на поверхности кислородно-магниевого эмиттера, как мы полагаем, образуются следы из слоя Cs_2O—Cs.

В этом случае вторичная эмиссия кислородно-магниевого эмиттера возрастает, а допустимая плотность тока на эмиттер и стабильность его во времени уменьшаются.

Для умножителей с фотокатодом изменение усиления со временем еще в большей степени зависит от величины анодного тока, чем для умножителей с термокатодом: с изменением величины тока изменяются как величина так и характер изменения усиления фотоумножителя.

3. Стабильность кислородно-магниевого эмиттера в фотоумножителях зависит от величины коэффициента вторичной эмиссии эмиттера: чем больше коэффициент вторичной эмиссии эмиттера, тем меньше его стабильность во время работы. Подобная зависимость наблюдалась нами также и для «чисто» кислородно-магниевого эмиттера в умножителях с термокатодом.

4. При высоких требованиях к стабильности в приборах с кислородно-магниевыми эмиттерами рекомендуется тренировка прибора перед измерениями.

5. В заключение надо отметить, что фотоумножители ВЭИ с кислородно-магниевыми эмиттерами испытывались заказчиками и удовлетворили требованиям высокой стабильности. За 6—8 час непрерывной работы при анодных токах 10^{-6}—10^{-7} А и при различных режимах освещения (постоянном и прерывистом) изменение тока составляло до 1%.

Фотоумножители ВЭИ находятся в опытной эксплуатации в кинотеатрах Москвы. В двух кинотеатрах фотоумножители проработали в среднем больше 10 000 час при среднем токе 1 mA и напряжении на аноде 300 V и сняты по окончании эксплуатационного срока всей аппаратуры без существенного изменения параметров.

Цитированная литература

1. Чечик Н. О., Файнштейн С. М., Лившиц Т. М., Электронные умножители.— ГТТИ, М., 1957.
2. Кульварская Б. С., Диссертация, ИРЭ АН СССР, Москва, 1955.
3. Rappoport P., J. Appl. Phys., **25**, 288 (1954).
4. Zworykin V. K., Ruechs G. E., Pixe E. W., J. Appl. Phys., **12**, 696 (1941).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Е. Г. КОРМАКОВОЙ и В. Г. ПАВЛОВСКОЙ

Г. С. Вильдгрубе.— Какова рабочая плотность тока и относятся ли измерения к тренированным умножителям или к снятым с поста?

Е. Г. Кормакова.— Средний ток 1 mA (плотность 0,3—0,5 mA см$^{-2}$). Все умножители перед измерениями находились в работе несколько часов.

Л. Г. Лейтейзен.— Достаточно ли одной тренировки умножителя или после хранения его снова надо проверить непосредственно перед началом работы?

Е. Г. Кормакова.— Непосредственно перед работой проверка умножителя производится только в случае необходимости обеспечения высокой стабильности (0,5—1%).

Г. С. Вильдгрубе.— Для сплавных эмиттеров можно получить оптимальный режим работы. Как правило, прогрев при 100÷300° не вызывает изменения коэффициента вторично-электронной эмиссии, прогрев при более низкой или высокой температуре может вызвать как падение, так и рост σ. Изменение σ обратимо при плотности тока 1 mA см$^{-2}$; при данной нагрузке умножители работают стабильно. При желании можно увеличить нагрузку до 4 mA см$^{-2}$, получив снижение σ, но стабильность сохранится. Таким образом, наши данные не противоречат указанным Е. Г. Кормаковой.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Л. Г. ЛЕЙТЕЙЗЕН, А. Г. БЕРКОВСКИЙ, Б. М. ГЛУХОВСКОЙ,
О. С. КОРОЛЬКОВА и Е. И. ТАРАСОВА

О НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ НОВЫХ ПРОМЫШЛЕННЫХ ТИПОВ ФЭУ

В 1956—1957 гг. осуществлена разработка и налажен серийный выпуск ряда новых типов многокаскадных фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), которые находят широкое применение в различных областях физических исследований.

Ниже изложены некоторые данные, характеризующие эти типы ФЭУ.

1. Основные особенности новых типов ФЭУ

Тринадцатикаскадный умножитель типа ФЭУ-29 с плоским полупрозрачным сурьмяно-цезиевым катодом ø 34 мм предназначен для целей ядерной спектрометрии. Первые 11 каскадов умножителя имеют сурьмяно-цезиевые эмиттеры; у двух последних — эмиттеры из сплава Al-Mg. Рекомендуемое для данных умножителей распределение напряжений питания (одинаковое для всех умножителей этого типа) обеспечивает энергетическое разрешение 8÷10% на линии Cs^{137} с кристаллом NaJ(Tl) ø 30 мм и толщиной 15 мм. Уровень шумов в энергетических единицах по шкале того же кристалла, измеренный с выходным сопротивлением 50k Ω, паразитной емкостью 10 pF при ширине полосы пропускания усилителя 3÷4 MHz, имеет величину порядка 1,5÷2 keV. Линейность световой характеристики сохраняется при тех же параметрах выходной цепи до импульсов с амплитудой 7÷8 V на выходе умножителя. Чувствительность катодов ФЭУ-29 — не ниже 30 $\mu A\ lm^{-1}$, усиление — $10^7 \div 10^8$.

Умножитель типа ФЭУ-24 также предназначен для применения в сцинтилляционных счетчиках и спектрометрах, но имеет большую площадь катода (ø 75 мм). Фокусировка фотоэлектронов на первый эмиттер осуществляется при помощи катодной линзы, включающей металлическое кольцо, напыленное на внутренней поверхности баллона, и металлический цилиндр, соединенный электрически с экраном. Катод и кольцо имеют кнопочные выводы на стенке баллона. Умножитель имеет 13 каскадов усиления, материал эмиттеров — сплав Al-Mg. При рекомендуемом распределении напряжения питания энергетическое разрешение ФЭУ-24 составляет 8÷11% для любой области катода при измерении с кристалом ø 30 мм в оговоренных для ФЭУ-29 условиях. Энергетический эквивалент собственных шумов умножителя составляет в среднем 2—4 keV. Линейность световой характеристики сохраняется до величины выходного импульса 7—8 V.

Умножитель типа ФЭУ-33 разработан для исследования процессов, разделенных крайне малыми временными интервалами (10^{-9}—10^{-10} сек). По своим габаритам, а также по площади и чувствительности катода он не отличается от умножителя ФЭУ-29. Хорошее временно́е разрешение ФЭУ-33 достигнуто путем введения в катодную линзу ускоряющего цилиндра и за счет использования специальной умножительной системы с ускоряющими сетками, на которые подаются удвоенные каскад-

ные напряжения. Новая умножительная система позволяет получать на выходе умножителя токи порядка 0,5 А в импульсе и усиления порядка 10^8.

Кроме указанных трех типов ФЭУ, предназначенных главным образом для исследований в области ядерной физики, разработано еще несколько типов ФЭУ.

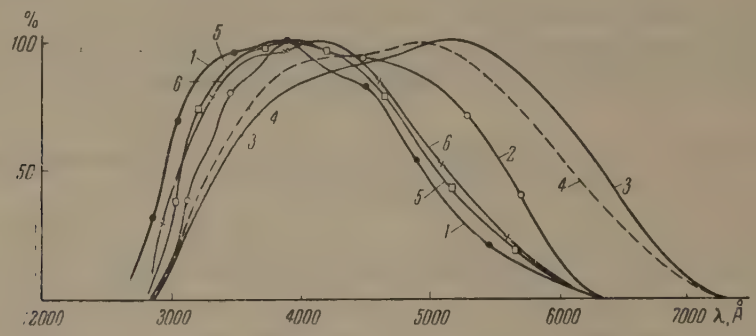


Рис. 1. Спектральные характеристики ФЭУ: *1* и *2* — с сурьмяно-цезиевым катодом, *3* и *4* — с висмуто-серебряно-цезиевым катодом, 5 и 6 — с сурьмяно-натриево-калиевым катодом

Область применения умножителя с висмуто-серебряно-цезиевым катодом определяется особенностями его спектральной характеристики (рис. 1 — для сравнения приведены также спектральные характеристики Sb-Cs-и Sb-Na-K-катодов). Умножитель имеет плоский катод ⌀ 25 мм и 11 каскадов усиления (с эмиттерами из сплава Al-Mg). Все выводы, включая катод и анод, осуществлены через ножку. Максимальный диаметр баллона 30 мм, длина (без штырьков) —90 мм.

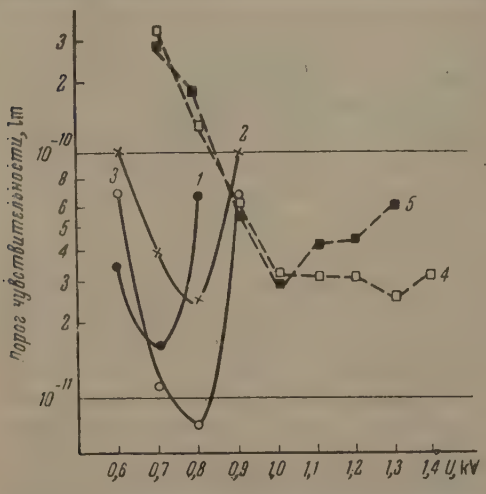


Рис. 2. Зависимость порога чувствительности от напряжения для различных экземпляров ФЭУ: *1*, *2*, *3* — для миниатюрного ФЭУ с полупрозрачным катодом, *4* и *5* — для ФЭУ с висмуто-серебряно-цезиевым катодом

Особое внимание при разработке умножителя уделялось порогу чувствительности, который составляет в среднем $(1\div3)\cdot10^{-11}$ lm при ширине полосы резонансного усилителя около 20 Hz. Чувствительность катодов этого умножителя не ниже 30 μA lm^{-1}, усиление 10^6—10^7. Умножитель обладает высокой вибропрочностью.

Миниатюрный умножитель с сурьмяно-цезиевым полупрозрачным катодом (рабочий диаметр 18 мм) разработан для использования в портативной аппаратуре.

Максимальная длина умножителя (без штырьков) — 70 мм, максимальный диаметр баллона— 23,5 мм. Умножительная система состоит из восьми сурьмяно-цезиевых эмиттеров коробчатого типа. Средний порог чувствительности при ширине полосы резонансного усилителя 20 Hz равен $(3—4)\cdot10^{-11}$lm. Усиление 10^5—10^6 при напряжении 1,0÷1,3 kV. Зависимость порога чувствительности от напряжения для типичных образцов ФЭУ с висмуто-серебряно-цезиевым катодом и миниатюрного ФЭУ с полупрозрачным катодом приведена на рис. 2.

Проведена разработка еще одного миниатюрного умножителя, имеющего массивный сурьмяно-цезиевый катод и боковой оптический вход [1]. По внешнему виду умножители с массивным катодом напоминают пальчиковые радиолампы и имеют стандартную девятиштырьковую ножку (6Н1П, 6П1П и пр.). Конструкции обоих миниатюрных ФЭУ вибропрочны.

2. О стабильности ФЭУ

Весьма существенной характеристикой работы любого умножителя является его стабильность. Следует подчеркнуть, что, в отличие от других параметров ФЭУ, стабильность умножителя сильно зависит как от условий его работы, так и от способов измерений. До настоящего времени не существует общепринятой точки зрения, какие именно из условий работы умножителя являются наиболее существенными. Изменяя токовую нагрузку, амплитуду импульса, скорость счета или другие условия, на одном и том же экземпляре умножителя можно получить самые различные значения стабильности. Поэтому сравнивать различные умножители следует только в одинаковых условиях, которые должны быть строго определенными.

Мы проверяли стабильность умножителей в двух режимах: 1) в режиме сцинтилляционного счетчика по положению фотопика от кристалла NaJ (Tl), облученного Cs^{137}, 2) в режиме постоянного выходного тока. В первом случае положение фотопика определялось через каждые 15 мин при помощи одноканального анализатора амплитуд импульсов. Напряжение питания всех умножителей подбиралось так, чтобы амплитуда импульса на нагрузке в 50 kΩ равнялась 4 V. Скорость счета составляла 2000 имп сек$^{-1}$, что соответствовало среднему току на выходе умножителя ~ 1,5—2 μA. Точность измерений не превышала 2—3%.

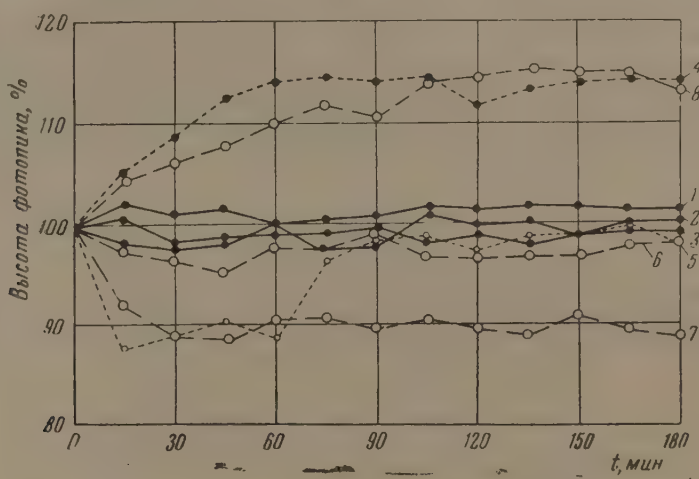


Рис. 3. Изменение со временем амплитуды фотопика у различных ФЭУ: *1*, *2* и *3* — ФЭУ-29, ФЭУ-33, *4* — ФЭУ с Bi-Ag-Cs-катодом, *5* — ФЭУ с Sb-Na-K-катодом, *6*, *7*, и *8* —RCA-6810

Во втором случае катоды ФЭУ освещались люминофором постоянного действия, а ток на выходе умножителя (начальная величина его составляла около 100 μA для всех умножителей) регистрировался самопишущим гальванометром СГ-6.

Помимо перечисленных выше типов ФЭУ, были изготовлены и испытаны образцы ФЭУ с сурьмяно-цезиевым катодом и эмиттерами из сплавов Al-Mg, Cu-Mg, Cu-Be, а также образцы с сурьмяно-натриево-калиевым катодом, и Al-Mg-эмиттерами (конструкция ФЭУ-29).

В импульсном режиме было испытано по нескольку ФЭУ каждого типа, в режиме постоянного тока — по нескольку десятков. Необходимо отметить, что в обоих случаях среди умножителей каждого типа встречались как более стабильные, так и менее стабильные образцы.

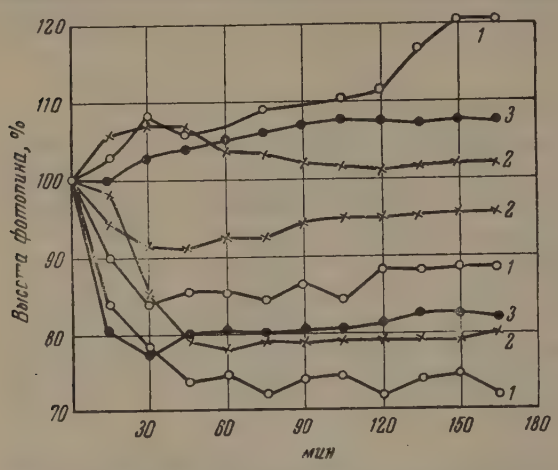


Рис. 4. Изменение со временем амплитуды фотопика у ФЭУ с эмиттерами из различных сплавов: *1* — медно-бериллиевыми, *2* — алюминий-магниевыми, *3* — медно-магниевыми

Характерные кривые изменения амплитуды фотопика (в процентах к начальной) для различных типов ФЭУ приведены на рис. 3 и 4. На рис. 3 также приведены для сравнения кривые для американских умножителей RCA-6810, измеренных в тех же условиях. Из рисунка видно, что изменение материала катода не отразилось на стабильности умножителя. Этим подтверждается предположение, что изменение чувствительности ФЭУ определяется не процессами на катоде, где плотность тока весьма мала, а обусловлено изменением коэффициента вторичной эмиссии эмиттеров (главным образом последних), где плотность тока наибольшая. Из кривых видно, что период установления стационарного режима для большинства умножителей не превышает 30 мин. Ни один тип эмиттеров из сплавов не имеет явных преимуществ перед другими (рис. 4). Стабильность испытанных образцов умножителей с Sb-Cs-эмиттерами оказалась не хуже, чем стабильность умножителей с эмиттерами из сплавов.

В режиме постоянного тока измерения были произведены на сравнительно большом числе умножителей. Для оценки стабильности были вычислены для каждой группы ФЭУ средние значения модуля относительного изменения выходного тока в процентах:

$$\frac{100}{n}\sum_{i=1}^{n}\left|\frac{\Delta I_i}{I_{\text{нач}}}\right|,$$

где n — число измеренных умножителей.

Результаты вычислений для различных промежутков времени после 30-минутной тренировки сведены в таблицу.

Тип эмиттера	Количество	Средний процент изменения за время, час		
		0,5	1,5	3,5
11Sb-Cs + 2Al-Mg	51	2,7	6,0	10,5
Al-Mg	127	2,5	3,8	5,2
Cu-Be	34	2,4	5,6	7,9
Cu-Mg	19	4,4	8,8	12,9

Из этих данных видно, что в случае испытания по второму методу ни один тип эмиттера не показал резко выраженных преимуществ, хотя несколько лучше других вели себя эмиттеры из сплава Al-Mg. Умножители RCA-6810, испытанные в этих условиях, вели себя значительно хуже других.

Цитированная литература

1. Берковский А. Г., Лейтейзен Л. Г., Радиотехника и электроника, 3, 421 (1958).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Л. Г. ЛЕЙТЕЙЗЕН, А. Г. БЕРКОВСКОГО, Б. М. ГЛУХОВСКОГО, О. С. КОРОЛЬКОВОЙ и Е. П. ТАРАСОВОЙ

Г. С. Вильдгрубе.— Л. Г. Лейтейзен на основании продемонстрированных здесь кривых стабильности ФЭУ с динодами корытообразной формы, изготовленными из сурьмяно-цезиевого или алюминий-магниевого эмиттеров, сделала вывод, что ФЭУ с эмиттерами из сплавов утомляются так же, как ФЭУ с эмиттерами из сурьмяно-цезиевого покрытия.

На мой взгляд, распространять полученные результаты по утомлению на все типы умножителей ни в коем случае нельзя. Наши опыты по исследованию стабильности ФЭУ с жалюзной системой динодов, изготовленных из сплава Cu-Al-Mg, неизменно показывали хорошую стабильность при изменении выходного тока в широких пределах 50μA÷30 mA.

Я считаю, что обнаруженная Л. Г. Лейтейзен нестабильность ФЭУ, выпускаемых МЭЛЗ, определяется нестабильностью сурьмяно-цезиевого фотокатода, нанесенного непосредственно на стекло, и конструкцией динодной системы, обладающей острой фокусировкой электронов, в результате которой может иметь место локальное утомление эмиттеров. Нестабильность ФЭУ может также вызываться зарядкой боковых слюдяных изоляторов ФЭУ за счет попадания на них рассеянных электронов.

Можно согласиться с тем, что наблюдаемая Л. Г. Лейтейзен нестабильность ФЭУ с эмиттерами из сплавов является свойством умножителей конструкции МЭЛЗ, но распространять свойства этих умножителей на ФЭУ других систем, в частности на жалюзную систему ФЭУ, никак нельзя.

Н. С. Хлебников.— Я намерен выступить в связи со всеми докладами о ФЭУ. Картина в отношении состояния развития фотоэлектронных умножителей в Советском Союзе не была бы в достаточной мере полной, если бы наряду с изложением данных о превосходных ФЭУ, которым посвящены предыдущие доклады (Г. С. Вильдгрубе, Н. К. Далиненко и Л. Г. Лейтейзен), не было, хотя бы кратко, сообщено о ряде типов этих приборов, разработанных в нашей лаборатории для целей ядерной физики для измерения предельно малых световых потоков (назначение — оптическая спектроскопия, астрономия), а также об электронных умножителях, предназначаемых как для исследования в области ядерной физики, так и для использования в масс-спектрометрах. Основные данные об этих умножителях изложены в работе [1].

Спектрометрическая группа насчитывает шесть типов, временная — три и измерительная — два. Все умножители имеют сурьмяно-цезиевые фотокатоды (не сенсибилизированные кислородом) и динодные системы из сплава АМГК (разработанного Е. С. Шпиченецким и И. Л. Рогельбергом). Применение весьма жестких режимов откачки обеспечивает высокую стабильность работы умножителей, низкие собственные шумы и малое время установления.

Со второго квартала 1955 г. в лаборатории был начат систематический выпуск ФЭУ и в потребляющие организации уже передано значительное их количество.

Электронные умножители также имеют динодные системы из сплава АМГК. Тип динодной системы выбирается в соответствии с требованиями к разрешающим временам, а устройство входа — с требованиями каждой конкретной задачи. Необходимое усиление также определяется спецификой каждого случая и обычно лежит в пределах $10^4 \div 10^9$.

Цитированная литература

1. Хлебников Н. С., Меламид А. Е., ПТЭ, 6, 6 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Р. М. АРАНОВИЧ и А. И. ПЯТНИЦКИЙ

ВТОРИЧНАЯ ЭМИССИЯ ИЗ СЛОЖНЫХ ЭМИТТЕРОВ ПРИ БОЛЬШИХ КОЭФФИЦИЕНТАХ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ

Введение

Существенной особенностью автоэлектронной эмиссии является большая инерционность автоэлектронного тока, выражающаяся в том, что вторичный автоэлектронный ток слабо следует за изменениями первичного тока. Так, в отдельных случаях Малтер [1] наблюдал наличие автоэлектронного тока сутки спустя после выключения первичного тока. Столь большая инерция тока практически не дает возможности использовать этот эффект, поэтому, естественно, явилась мысль об изыскании методов изготовления эмиттеров промежуточного типа, в которых «нормальная» вторичная эмиссия была бы усилена или увеличена частичным использованием электрического поля, создаваемого положительными зарядами на поверхности эмиттера.

Возможность осуществления эмиттеров такого типа показана Р. М. Аранови чем и П. В. Тимофеевым [2]. При изготовлении эмиттеров Аранович [3] пользовался двумя способами нанесения окиси магния на металлическую подложку: испарением магния в атмосфере кислорода и пульверизацией мелкодисперсной окиси магния. Эти эмиттеры обладали значительным коэффициентом вторичной эмиссии—порядка 80, при относительно небольшой инерции в звуковом диапазоне. Существенным недостатком таких эмиттеров явилась нестабильность их в работе и некоторая сложность в технологии изготовления слоев, работающих вместе с цезиевым фотокатодом.

В данной работе были исследованы эффективные эмиттеры из тонких слоев окиси магния, нанесенной на никелевую подложку в виде углекислой соли, которая в дальнейшем разлагалась прокаливанием в вакууме печью высокой частоты, в результате чего на поверхности никелевой коробочки оставалась окись магния.

Изготовление эмиттеров и методика измерений

Для нанесения углекислой соли магния был использован метод катафореза, позволивший получать однородные слои с точно дозированным количеством осажденного углекислого магния. При нанесении можно было получать слои с заданной плотностью при определенной величине осаждаемых частиц углекислого магния. Известно, что для получения хороших вторично-эмиссионных свойств эмиттеров такого типа решающее значение имеет структура слоя окисла. Так, при формировании эмиттеров из металлического магния, возгоняемого в атмосфере кислорода на металлическую подложку, лучшие результаты получаются при наличии рыхлой структуры образующегося слоя. В данном случае такая рыхлая структура слоя получалась в результате разложения углекислого магния и удаления из слоя CO_2. При этом толщина слоя, лежащего на металлической подложке, уменьшалась в несколько раз. Толщина слоев несколько изменялась от образца к образцу, оставаясь при этом в пределах 1—2 μ. Измерения

были проведены на трубках двух типов; источником первичных электронов в них служила электронная пушка или фотокатод. Исследуемый эмиттер укреплялся в центре колбы, а перед ним на расстоянии 1,5—2,0 мм устанавливалась сетка-коллектор. Большая часть измерений проведена на трубках с фотокатодом, поскольку наличие цезия благоприятно сказывается на эмиссионных свойствах такого рода эмиттеров, облегчая и стабилизируя процесс эмиссии. Измерения проводились по обычной трехэлектродной схеме.

Существенным недостатком ранних работ по исследованию эмиттеров автоэлектронного типа является то обстоятельство, что измерения характеристик эмиттеров обычно проводились в статическом режиме, т. е. при постоянно текущем токе первичных электронов. Лишь изредка в дополнение к ним выполнялись измерения в динамическом режиме работы с применением импульсной техники. Такой подход к изучению свойств эмиттеров оправдывается в случае металлов, но для эмиттеров автоэлектронного типа необходимо параллельное рассмотрение характеристик общего тока и его переменной слагающей, возникающей при модуляции первичного пучка электронов.

Для выявления особенностей эмиттеров данного типа снимались кривые вторичной эмиссии двух видов: общего коэффициента вторичной эмиссии $\delta_{\text{общ}}$ и ее переменной составляющей $\delta_{\text{пер}}$. Для этого в случае измерений с электронной пушкой на управляющий электрод пушки подавалось переменное напряжение от генератора звуковой частоты, а в случае измерений на фотоэлементах световой пучок, падавший на фотокатод, модулировался при помощи вращающегося диска с отверстиями. В обоих случаях измерения проводились при частотах от 20 до 10 000 Hz. Отсчет величины общего тока производился по чувствительному гальванометру, включенному в цепь коллектора. Гальванометр был включен последовательно с нагрузочным сопротивлением, которое служило для измерения переменной составляющей. Гальванометр шунтировался большой емкостью для пропускания переменной составляющей общего тока. К сопротивлению подключались электронный осциллограф и катодный вольтметр и с их помощью производились наблюдения за формой кривой тока и отсчет величины переменной составляющей.

Уже предварительные измерения показали коренное отличие в ходе кривых общего тока вторичной эмиссии $\delta_{\text{общ}}$, измеряемого гальванометром, и переменной составляющей $\delta_{\text{пер}}$ этого тока, измеряемой катодным вольтметром и осциллографом.

Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 1 приведена кривая $\delta = f(V_1)$ для эмиттера № 336, которая показывает значительное различие в ходе кривых общего тока вторичной эмиссии $\delta_{\text{общ}}$ (кривая *1*) и переменной составляющей вторичной эмиссии $\delta_{\text{пер}}$ (кривая *2*). Существенно, что максимум кривой $\delta_{\text{общ}}$ лежит при значительно бóльших значениях V_1, чем для переменной компоненты вторичного тока $\delta_{\text{пер}}$. Если первый максимум (для $\delta_{\text{общ}}$) находится при 600 *V*, то второй (для $\delta_{\text{пер}}$) — в области 150 ÷ 200 V.

Последующие измерения показали, что положение максимумов и вид кривых зависят от толщины слоя окиси и других факторов, однако во всех случаях максимум кривой $\delta_{\text{пер}}$ лежит при значительно меньших величинах V_1, чем максимум общего вторичного эмиссионного тока. Соотношение между общим током и его переменной составляющей зависит прежде всего от величины ускоряющего электроны напряжения V_1. Так, для данного эмиттера: при $V_1 = 50$ V, $k = \frac{\delta_{\text{пер}}}{\delta_{\text{общ}}} = 0{,}62$; при $V_1 = 100$ V, $k = 0{,}59$; при $V_1 = 200$ V, $k = 0{,}26$ и при $V_1 = 650$ V, $k = 0{,}04$. Это соотноше-

ние зависит также от величины отсасывающего вторичные электроны напряжения V_2, от частоты и плотности первичного тока. На рис. 2 и рис. 3 приведены кривые $\delta = f(V_1)$, полученные при разных значениях отсасывающего напряжения V_2 для эмиттера № 313. Здесь максимум всех кривых общего тока лежит при 350 V ускоряющего напряжения, в то время как максимум всех кривых переменной составляющей наблюдается при 200 V.

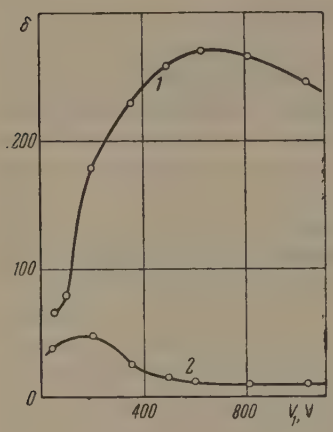


Рис. 1

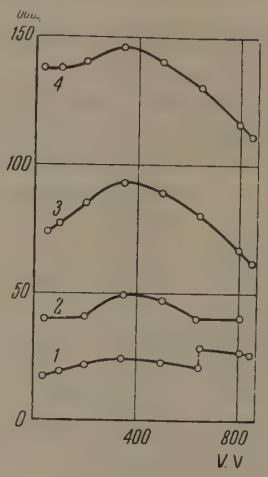


Рис. 2

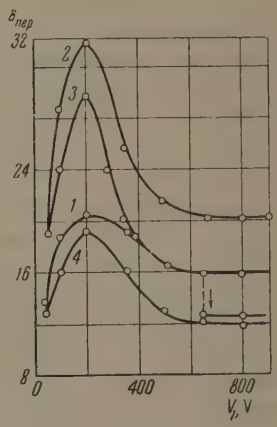


Рис. 3

Рис. 1. Зависимость вторичного тока от ускоряющего первичные электроны напряжения V_1: *1* — общий ток, измеренный гальванометром; *2* — переменная слагающая, измеренная осциллографом; $V_2 = 120$ V

Рис. 2. Зависимость вторичного тока $\delta_{общ}$ от ускоряющего напряжения V_1: *1* — $V_2 = 80$ V, *2* — $V_2 = 90$ V, *3* — $V_2 = 100$ V, *4* — $V_2 = 110$ V. Частота $f = 300$ Hz

Рис. 3. Зависимость переменной слагающей вторичного тока $\delta_{пер}$ от ускоряющего напряжения: *1* — $V_2 = 80$ V, *2* — $V_2 = 90$ V, *3* — $V_2 = 100$ V, *4* — $V_2 = 110$ V, $f = 300$ Hz

Кривые переменной составляющей имеют резко выраженный максимум по сравнению с более плоской формой кривых общего тока. Увеличение отсасывающего напряжения V_2 неизменно увеличивает величину общего тока, достигающего в данном случае значения $\delta_{общ} = 145$ при $V_2 = 110$ V, тогда как переменная составляющая достигла оптимальной величины при $V_2 = 90$ V, а последующее повышение V_2 значительно снизило $\delta_{пер}$. Увеличение толщин активного слоя несколько изменяет ход кривых для общего тока. С увеличением отсасывающего напряжения V_2 коэффициент вторичной эмиссии общего тока $\delta_{общ}$ в этом случае может монотонно воз-

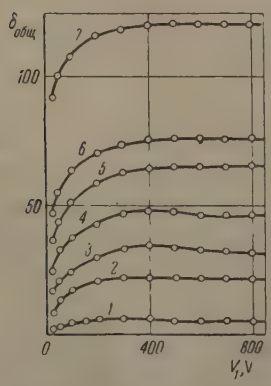


Рис. 4. Зависимость тока вторичной эмиссии от ускоряющего напряжения V_1: *1* — $V_2 = 50$ V, *2* — $V_2 = 70$ V, *3* — $V_2 = 80$ V, *4* — $V_2 = 90$ V, *5* — $V_2 = 100$ V, *6* — $V_2 = 110$ V, *7* — $V_2 = 140$ V. $f = 350$ Hz

растать, что приводит в конечном итоге к сильному увеличению общего тока и пробою пленки диэлектрика. Кривые общего тока для эмиттера с толстым слоем окиси магния приведены на рис. 4 и для его переменной слагающей на рис. 5.

Кривые $\delta_{общ}$ и $\delta_{пер}$ рис. 2 и рис. 3 показывают при $V_1 = 650$ V скачки их характеристик. Существенно, что направление этих изменений тока

различно. В данном случае измерение $\delta_{общ}$ и его переменной слагающей производились одновременно, и этот скачок является показателем одновременного изменения токов, а именно — увеличения общего тока и уменьшения его переменной слагающей. Вторичные измерения кривых *1* рис. 2 и рис. 3 показали полнейшее сходство с приводимыми здесь характеристиками $\delta = f(V_1)$ при $V_2 = 80$ V. Скачки характеристик наблюдались опять при $V_1 = 650$ V, и увеличение общего тока сопровождалось уменьшением его переменной составляющей. Эти кривые получены при постепенном увеличении напряжения V_1. Повторение этих характеристик в обратном направлении, т. е. при постепенном уменьшении напряжения V_1, приводит к явлению гистерезиса кривой $\delta = f(V_1)$, присущего всем эмиттерам с большим

Рис. 5. Зависимость переменной составляющей вторичного тока от ускоряющего напряжения V_1: *1* — $V_2 = 50$ V, *2* — $V_2 = 70$ V, *3* — $V_2 = 80$ V, *4* — $V_2 = 90$ V, *5* — $V_2 = 100$ V, *6* — $V_2 = 110$ V, *7* — $V_2 = 140$ V. $f = 350$Hz

поперечным сопротивлением, как это показал Яснопольский [4]. Некоторые из этих кривых можно видеть на рис. 6 и 7. В ходе кривых рис. 7, полученных при прямом (кривая *1*) и обратном (кривая *2*) ходе, наблюдается существенное отличие, вызванное скачками при $V_1 = 650$ V. Такого рода скачки, приводящие к увеличению общего тока с одновременным уменьшением переменной слагающей, имеют место лишь при низких

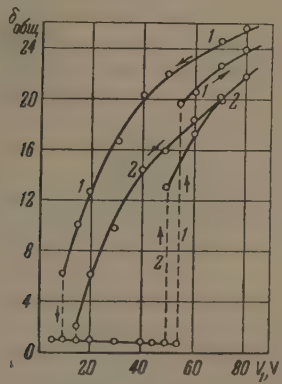


Рис. 6

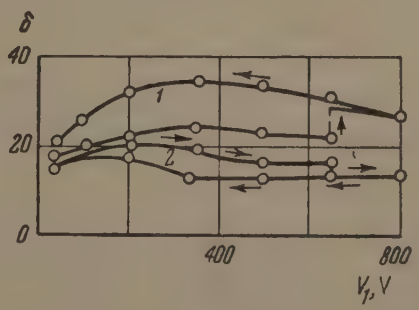


Рис. 7

Рис. 6. Гистерезис кривых $\delta_{общ} = f(V_1)$: *1* — первичный ток $j_1 = 200 \cdot 10^{-8}$ A, *2* — ток $j_1 = 20 \cdot 10^{-8}$ A, $V_2 = 130$ V

Рис. 7. Гистерезис кривых $\delta = f(V_1)$: *1* — общий ток $\delta_{общ}$, *2* — его переменная слагающая $\delta_{пер}$, $V_2 = 80$ V. $f = 300$ Hz

значениях отсасывающего напряжения V_2 и не наблюдаются при более высоких значениях напряжения V_2. Эти скачки и связанные с ними петли гистерезиса не укладываются в схему, предложенную Яснопольским, и, видимо, связаны с процессами зарядки поверхности или перераспределением зарядов в эмиттере.

Эффективные эмиттеры обнаруживают большую зависимость от величины напряжения отсасывающего вторичные электроны, что является прямым следствием механизма действия этих эмиттеров. На рис. 8 приведены кривые зависимости вторичной эмиссии от отсасывающего напряжения V_2 для эмиттера № 313 при частоте первичного тока 1700 Hz. Так же, как и для кривых $\delta_{общ} = f(V_1)$, характеристики переменной слагающей в этом случае совершенно отличны от таковых для общего тока. Кривые переменной слагающей показывают небольшую, но четкую зависимость от величины отсасывающего напряжения V_2. При малых значениях V_1 характеристики $\delta_{пер} = f(V_2)$ имеют максимум в области малых величин V_2 — обычно 90—110 V для трубок применявшегося нами

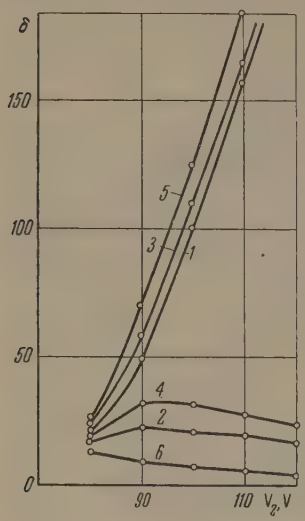


Рис. 8. Зависимость вторичного тока от напряжения на коллекторе V_2: *1* — общий ток при $V_1 = 50$ V, *3* — общий ток при $V_1 = 200$ V, *5* — общий ток при $V_1 = 1000$ V, *2* — переменная слагающая при $V_1 = 50$ V, *4* — переменная слагающая при $V_1 = 200$ V, *6* — переменная слагающая при $V_1 = 1000$ V, $f = 1700$ Hz

типа, в которых сетка-коллектор находилась от мишени на расстоянии 2 мм. С увеличением скорости первичных электронов максимум кривой $\delta_{пер} = f(V_2)$ сдвигается в сторону меньших значений V_2, а при значениях V_1, близких к 1000 V, кривая $\delta_{пер} = f(V_2)$ становится монотонно спадающей. Таким образом, при больших скоростях первичных электронов требуются совсем небольшие отсасывающие поля для получения оптимума вторичной эмиссии для $\delta_{пер}$.

Характеристики общего тока $\delta_{общ} = f(V_2)$ почти всегда имеют монотонно возрастающий характер, однако для отдельных эмиттеров на-

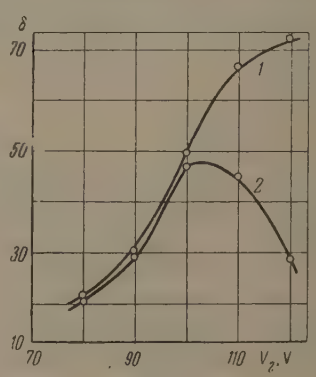


Рис. 9. Влияние частоты на вид кривых $\delta_{пер} = f(V_2)$: *1* — частота 100 Hz, *2* — частота 3000 Hz. $I = 10^{-6}$ A; $V_1 = 50$ V,

блюдались кривые $\delta_{общ} = f(V_2)$ с максимумом в области 120—140 V с последующим небольшим спадом и почти горизонтальной ветвью до 200—220 V. Дальнейшее повышение напряжения приводило к резкому увеличению тока, пробою и гибели эмиттера. Изменение частоты в ряде случаев изменяет вид кривой, а следовательно, и характер зависимости $\delta_{общ} = f(V_2)$.

На рис. 9 приведены характеристики $\delta_{пер} = f(V_2)$ для эмиттера № 545, измеренные при разных частотах первичного тока. Кривые $\delta_{пер} = f(V_2)$ для частот первичного тока 3000 Hz имеют максимум, сдвинутый в сторону меньших значений V_2, по сравнению с кривой, полученной при частоте 100 Hz. Характерно, что положение максимумов кривых $\delta_{пер} = f(V_2)$ при различных частотах, видимо, зависит от толщины слоя окиси. Измерения, сделанные на эмиттерах с более тонким слоем окиси порядка 1 μ (рис. 10), показали сдвиг максимума кривой $\delta_{пер} = f(V_2)$ с увеличением частоты в сторону больших значений V_2. Таким образом

положение максимума кривой $\delta_{пер} = f(V_2)$ зависит и от частоты и толщины слоя окиси.

Одним из свойств автоэлектронных эмиттеров является уменьшение коэффициента вторичной эмиссии при возрастании частоты первичного тока. Как следует из рис. 11, уменьшение коэффициента вторичной эмиссии $\delta_{пер}$ с частотой в первую очередь зависит от величины напряжения V_2. Кривые *1'*, *2'*, *3'* построены так, что их значения при 50 Hz приняты за 100%.

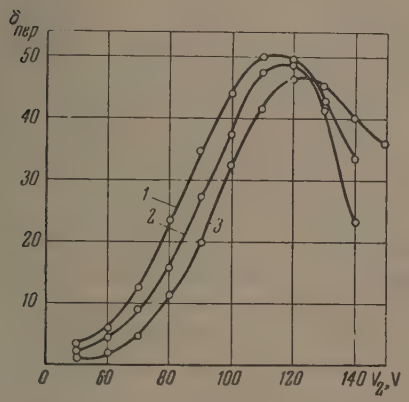


Рис. 10

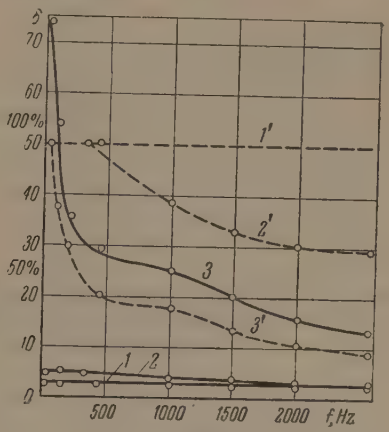


Рис. 11

Рис. 10. Влияние частоты на вид кривых $\delta_{пер} = f(V_2)$: *1* — $f = 210$ Hz, *2* — $f = 1000$ Hz, *3* — $f = 5000$ Hz $V_1 = 50$ V.

Рис. 11. Влияние напряжения на коллекторе V_2 на вид частотной кривой $\delta = \varphi(f)$. *1* — $V_2 = 80$ V, *2* — $V_2 = 90$ V, *3* — $V_2 = 120$ V. $V_1 = 50$ V

Из них явствует, что степень инерционности вторичного тока для эффективных эмиттеров определяется значением отсасывающего напряжения Так, при $V_1 = 80$ V кривая $\delta_{пер} = \varphi(f)$ идет параллельно оси абсцисс, не показывая ни малейшего уменьшения тока в области до 3000 Hz. При $V_2 = 90$ V кривая при частоте 350 Hz идет вниз, а при отсасывающем напряжении $V_2 = 120$ V вторичный ток резко спадает уже при частоте 50 Hz. Однако абсолютные значения токов при этом возрастают с увеличением напряжения V_2. Так, например, при частоте 1000 Hz и $V_2 = 80$ V коэффициент вторичной эмиссии $\delta_{пер} = 3$, при этом он остается неизменным по сравнению с его значением при 50 Hz, в то время как коэффициент вторичной эмиссии для $V_2 = 120$ V имеет значение $\delta_{пер} = 74$ при 50 Hz и $\delta_{пер} = 25$ при частоте 1000 Hz, т. е. уменьшается на 65%. Тем не менее его значение при частоте 1000 Hz значительно превосходит величину $\delta_{пер}$ для $V_2 = 80$ V. Здесь приведены характеристики для эмиттера № 285, у которого эта зависимость проявляется особенно сильно, другие эмиттеры не имеют столь резкого уменьшения вторичного тока с частотой, как этот эмиттер.

Зависимость вторичной эмиссии от частоты при разных значениях ускоряющего напряжения V_1 приведена на рис. 12. По оси абсцисс здесь нанесена частота прерываний пучка света, падавшего на фотокатод, т. е. частота первичного тока; по оси ординат коэффициент вторичной эмиссии $\delta_{пер}$. Как следует из рисунка, существенного различия в виде этих кривых не наблюдается. Изменение в величине коэффициента вторичной эмиссии $\delta_{пер}$ при малых частотах целиком определяется ходом кривой $\delta_{пер} = f(V_1)$ (кривая *1*, рис. 5). Как и следовало ожидать, с повышением напряжения до 200 V, которое соответствует максимуму кривой $\delta_{пер} = f(V_1)$, коэффициент вторичной эмиссии возрос, а при $V_1 = 800$ V — снова упал. Однако весьма существенным является тот факт, что изменения вторичной эмиссии,

происходящие при изменении скорости первичных электронов, оказываются различными для разных частот. Эти изменения $\delta_{пер}$ более всего проявляются в области небольших частот в диапазоне от 50 до 2500 Hz; в области более высоких частот коэффициент вторичной эмиссии остается практически неизменным.

Уменьшение вторичного тока при увеличении частоты зависит от скорости первичных электронов. Сравнивая коэффициенты вторичной эмиссии при частотах 900 Hz и 50 Hz, получаем: для скорости первичных электронов $V_1 = 50$ V отношение коэффициентов эмиссии составляет 0,69, для 200 V — 0,57 и для скорости первичных электронов 800 V — 0,77. Резкий спад кривых в области частот 1500—3000 Hz наблюдается не у всех эмиттеров; положение этого спада определяется в основном структурой самого эмиттера. Ряд эмиттеров обнаруживал значительное уменьшение коэффициента вторичной эмиссии уже при частотах 50—500 Hz; при этом значительного спада кривой при частоте 1500—9000 Hz не наблюдалось, хотя в общем инерционность у таких эмиттеров больше, чем у большинства эмиттеров данного типа.

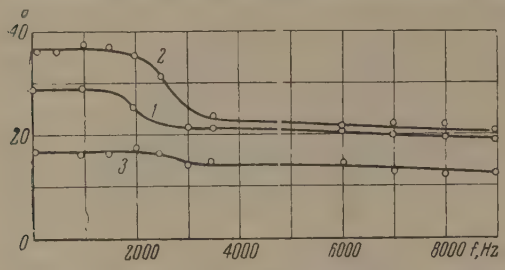


Рис. 12. Частотная характеристика вторичного тока $\delta_{пер}$: *1* — V_1=50 V, *2* — V_1=200V, *3* — V_1 = 800 V

Поведение эмиттеров при различных плотностях первичного тока является важной характеристикой, дающей дополнительный материал для оценки механизма эмиссии. Эта характеристика играет особо важную роль в случае эффективных эмиттеров, характер эмиссии которых существенным образом зависит от плотности пучка первичных электронов. Для эмиттеров существует своеобразный порог — минимальная плотность тока, при которой они могут действовать как эффективные эмиттеры. Соотношение между общим током вторичной эмиссии и его переменной слагающей при разной плотности первичного тока приведено на рис. 13. Здесь кривые *1* и *3* определены для общего тока, а кривые *2* и *4* — соответственно для переменной слагающей. Все кривые получены при V_1 = =50 V и V_2 =90 V.

Примечательно, что в широком диапазоне первичных токов величина переменной слагающей остается неизменной и лишь в области весьма малых токов образует максимум, тогда как кривая общего тока в этой области падает с увеличением плотности первичного пучка. Измерения, сделанные на других образцах, показали, что в области малых плотностей кривые $\delta = f(j_1)$ имеют резкий максимум. Следует полагать, что для данного эмиттера этот максимум лежит в области еще меньших токов. Кривые для переменной слагающей указывают на его наличие. Как следует далее, отношение $k = \frac{\delta_{пер}}{\delta_{общ}}$ не является постоянным, а изменяется с плотностью первичного тока. Оно приближается к единице, достигая значения 0,9 в области больших токов (при малой величине ускоряющего напряжения V_1 и небольших отсасывающих напряжениях V_2), и постепенно уменьшается при снижении плотности первичного тока.

Наименьшее значение получается в области максимума кривой $\delta = f(j_1)$. Так, величина $\delta_{общ}$ при плотности тока $j_1 = 1 \cdot 10^{-8}$ А см$^{-2}$ достигла 500 (верхняя часть кривой *1*) и отношение $\delta_{пер}/\delta_{общ}$ для этой точки, т. е. отношение кривой *1* и *2* рис. 13, упало до 0,13 против значений, превышающих 0,9 в области плотностей порядка $1 \cdot 10^{-6}$ А см$^{-2}$. Из этих же кривых получаем другой интересный результат: так как кривые *1* и *2*

определены при частоте первичного тока 300, а кривые *3* и *4* — при частоте 1700 Hz, то сопоставление этих кривых дает возможность определить инерционность этих эмиттеров при разной плотности первичного пучка электронов. Как следует из рис. 13, инерция переменной слагающей тока $\delta_{пер}$ в довольно широком диапазоне слабо зависит от плотности тока первичных электронов. Для плотности первичного тока, большей,

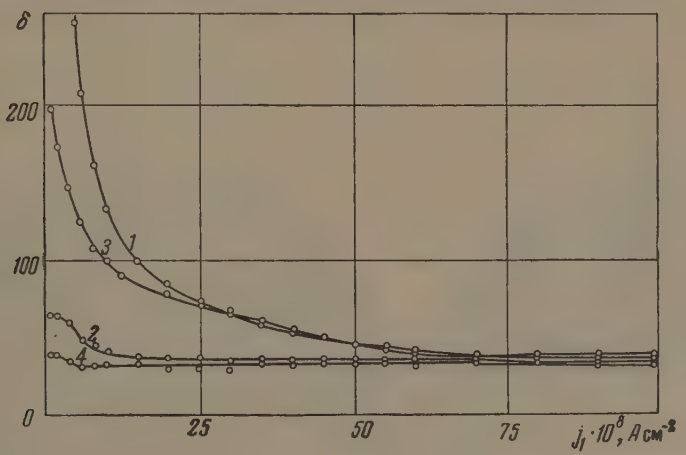


Рис. 13. Зависимость вторичной эмиссии от плотности первичного тока: *1* — вторичный ток $\delta_{общ}$ при $f = 300$ Hz, *2* — его переменная слагающая при $f = 300$ Hz, *3* — вторичный ток $\delta_{общ}$ при $f = 1700$ Hz, *4* — его переменная слагающая при $f = 1700$ Hz, $V_1 = 50$ V, $V_2 = 90$ V

чем $15 \cdot 10^{-8}$ A см$^{-2}$, отношение переменных составляющих для частот 300 и 1700 Hz оставалось строго постоянным и было равно: $\frac{\delta_{пер_{1700}}}{\delta_{пер_{300}}} = 0{,}9$; и только в области малых токов инерция вторичной эмиссии возрастает, достигая наибольшего значения в максимуме кривых $\delta_{пер} = f(V_1)$. Данный эмиттер в этой области показывает значение $\frac{\delta_{пер}}{\delta_{общ}} = 0{,}6$. При плотностях первичного тока, больших, чем $25 \cdot 10^{-8}$ A см$^{-2}$, кривые общего тока для указанных частот практически совпадают. При малых плотностях для кривых общего тока наблюдается уменьшение этого отношения, что должно быть приписано уменьшению заряда поверхности эмиттера при облучении его с повышенной частотой пучком малой интенсивности. Рассмотренный выше ход характеристик $\delta = f(j_1)$ сохраняется и при изменении скорости первичных электронов. На кривых рис. 14 приведен результат измерений зависимости общего тока $\delta_{общ}$ и его переменной составляющей $\delta_{пер}$ от плотности первичного тока для двух значений напряжения V_1.

К изложенному выше следует добавить, что уменьшение коэффициента вторичной эмиссии с ростом плотности первичного пучка не означает уменьшения тока I_2 на коллектор. Близкий к нашим наблюдениям результат для общего тока был получен Зерновым, Елинсоном и Левиным [5] при автоэлектронной эмиссии со слоев Al_2O_3. Наши наблюдения, однако, установили наличие максимума в кривой $\delta_{общ} = f(j_1)$ в области малых токов, который остался ранее незамеченным. Наличия максимума кривой $\delta_{общ} = f(j_1)$ следовало ожидать, исходя из того обстоятельства, что при малых плотностях тока все падающие на мишень электроны, выбивая вторичные, создают положительный заряд. При увеличении плотности первичного пучка часть электронов будет попадать на участки эмиттера,

заряженные положительно. Это приведет к относительному уменьшению числа автоэлектронов, выходящих в вакуум под воздействием этих зарядов.

Приводимые здесь результаты измерений позволяют сделать несколько основных выводов, необходимых для понимания действия изучаемых эмиттеров. Прежде всего следует отметить полное отличие характеристик переменной слагающей от кривых, полученных для общего тока, практически во всех случаях, когда такое сравнение было проведено.

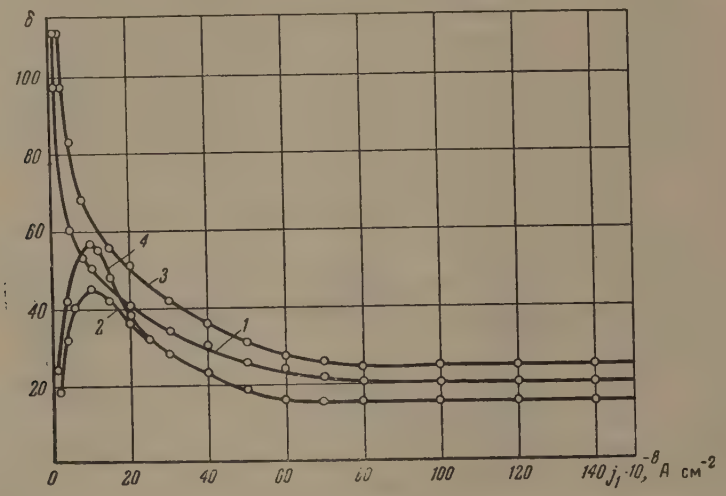


Рис. 14. Зависимость δ от плотности первичного тока j_1: *1* — общий ток при $V_1 = 50$ V, *2* — его переменная слагающая, *3* — общий ток при $V_1 = 100$ V, *4* — переменная слагающая при $V_1 = 100$ V. Частота $f = 1000$ Hz, $V_2 = 80$ V

В процессе эмиссии мы должны исходить из наличия двух совершенно различных групп электронов, соотношение между которыми может очень сильно меняться в зависимости от плотности первичного тока, скорости первичных электронов, величины отсасывающего напряжения, структуры слоя и других факторов. В ряде случаев это различие настолько велико, что трудно говорить о вторично-эмиссионных характеристиках, присущих данной поверхности, а приходится рассматривать отдельно кривые общего тока, точнее — его немодулируемой части и переменной слагающей, хотя эмиссия этих групп электронов происходит одновременно. Столь резкое различие характеристик переменной слагающей явилось неожиданностью, хотя наличие двух групп электронов в общем токе вытекало из самого механизма эмиссии автоэлектронных катодов.

Наличие двух групп в процессе эмиссии было отмечено в ряде работ по автоэлектронной эмиссии [6—10]. Сравнивая данные этих работ с результатами наших измерений, приходим к выводу, что немодулируемая компонента тока должна состоять из автоэлектронов, вышедших из металлической подложки эмиттера в вакуум без большой потери энергии. Однако переменную слагающую тока нельзя полностью приписать так называемым «истинно-вторичным» электронам, т. е. электронам, которые эмиттируются пленкой в отсутствие поля при условии хорошего пополнения. Переменная слагающая тока $\delta_{\text{пер}}$ составляется как из «истинно-вторичных» электронов, так и электронов с «недостаточной энергией», т. е. таких электронов, которые не смогли бы без воздействия поля выйти из толщин слоя, а также и автоэлектронов, источником которых являются атомы самого диэлектрика. Такое различие в происхождении обеих групп электронов определяет и разницу в их характеристиках. Величину переменной слагающей определяют процессы в эмиттере в области, близкой к его поверхности,

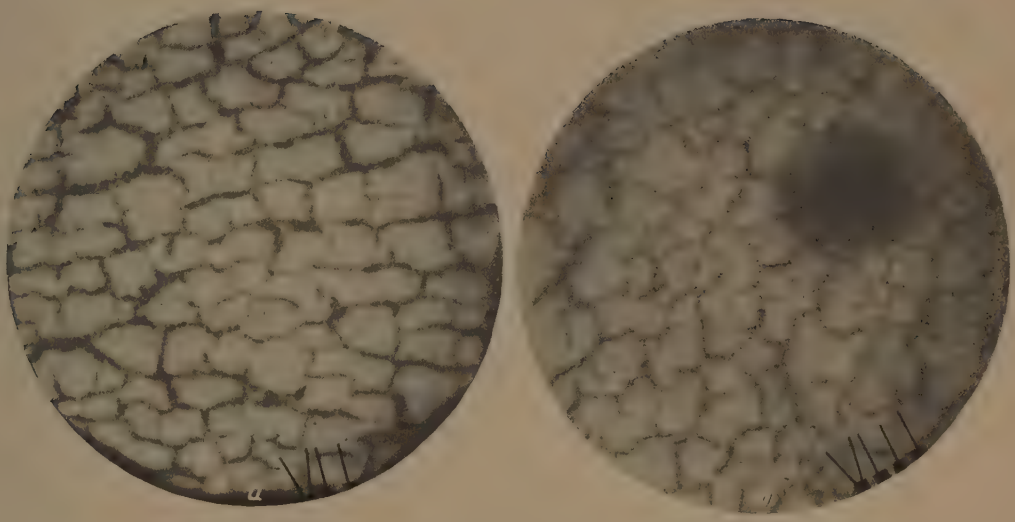


Рис. 15. Общий вид поверхности эмиттеров: *а* — тонкий слой, *б* — более толстый слой ($\sim 2\ \mu$). Темное пятно — металлические частицы, вырванные из подложки, напылившиеся на поверхности оксида

и на самой поверхности эмиттера. Ход кривых общего тока зависит не только от зарядов на поверхности и работы выхода, но и от распределения поля внутри слоя диэлектрика, характера и высоты потенциального барьера на границе металл—диэлектрик. Необходимо указать, однако, что, наряду с основным процессом эмиссии автоэлектронов из металла через диэлектрик в вакуум, существует значительная возможность непосредственной эмиссии автоэлектронов в вакуум, минуя диэлектрик. Образование многочисленных трещин на эмиттере после его прогрева в вакууме не только облегчает выход электронов, но и несколько меняет характер эмиссии. В ряде случаев эти трещины в слое эмиттера являются местами интенсивной эмиссии, причем вырывание электронов полем идет настолько интенсивно, что при рассмотрении под микроскопом в отдельных случаях наблюдается значительное количество металла, вырванного из подложки и запылившего оксид в окрестности центра эмиссии, как это видно, например, на рис. 15, *а* и *б*.

Последний вывод, вытекающий из рассмотрений результатов данной работы, заключается в том, что при изучении вторичной эмиссии с модулированным током первичных электронов, в общем случае нельзя рассматривать получаемые при этом характеристики как кривые, характеризующие вторично-эмиссионные свойства данного эмиттера. Как можно было установить, характеристики переменной слагающей не являются ни характеристиками общего тока, ни так называемого тока «истинно-вторичных электронов». Они характеризуют лишь переменную слагающую тока вторичных электронов, которую нельзя смешивать, как это в отдельных случаях имеет место, с током «истинно-вторичных электронов».

Цитированная литература

1. Malter L., Phys. Rev., **50**, 48 (1936).
2. Тимофеев П. В. и Аранович Р. М., Ж. техн. физ., **10**, 32 (1940).
3. Аранович Р. М., Изв. АН СССР. Сер. физ., **8**, 346 (1944).
4. Яснопольский Н. Л., Ж. техн. физ., **10**, 1813 (1940).
5. Зернов Д. В., Елинсон М. И., Левин Н. М., Изв. АН СССР. Отд. техн., н., № 3, 166 (1944).
6. Mahl H., Phys. Z. **38**, 935 (1937).
7. Зернов Д. В. и Кульварская Б. С., Ж. техн. физ., **16**, 711 (1946).
8. Косман М. С., Залкинд Н. Э., Залкинд М. Э., Уч. зап. ЛГУ, № 57, 40 (1940).
9. Зернов Д. В., Ж. техн. физ., **15**, 447 (1945); там же, **16**, 931 и 935 (1946); Изв. АН СССР. Сер. физ., **8**, 352 (1944); Изв. АН СССР. Сер.физ., **14**, 866 (1950).
10. Jacobs H., Freely T., Brand F., Phys. Rev., **88**, 492 (1952); Dobischek D., Jacobs H., Freely J., Phys. Rev., **91**, 804 (1953), Jacobs H., Phys. Rev., **85**, 441 (1952).
11. Фаворин В. Н. Ж. Техн. физ. 20, 916 (1950).
12. Елинсон М. И., Зернов Д. В., Радиотехника и электроника, *1*, 75 (1957).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Р. М. АРАНОВИЧА и А. И. ПЯТНИЦКОГО

Е. А. Красовский.— Какова величина δ при отсутствии инерционности при 10 000 Hz?

Р. М. Аранович.— При 50V $\delta = 40$—80 безынерционно.

И. Ф. Несьяцкий.— Какой процент составляют броски тока на кривой?

Р. М. Аранович.— Один процент, но бывают броски при пробое слоя, которые превышают величину среднего тока.

О. М. Сорокин.— За счет чего при энергии первичных электронов, равной 50 V, один первичный электрон порождает 50 вторичных?

Р. М. Аранович.— За счет автоэлектронной эмиссии.

Л. Н. Добрецов.— Что модулировалось — коллекторное напряжение или первичный ток?

Р. М. Аранович.— Модулировался первичный ток. Модулировать потенциал коллектора нельзя, так как вторичная эмиссия сильно зависит от V_2.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. Н. ЛЕПЕШИНСКАЯ и Т. М. СУКОВА

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ КРИВЫХ ЗАДЕРЖКИ ПЛЕНОЧНЫХ ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫХ КАТОДОВ

При исследовании энергетического спектра вторичных электронов для различных веществ многократно было замечено, что кривые задержки, полученные в сферическом конденсаторе, достигают насыщения в области положительного напряжения на коллекторе, т. е. наблюдаются, согласно терминологии некоторых авторов [1], «электроны с недостаточными энергиями». В более ранних работах с диэлектрическими мишенями [2] в кривых задержки авторы также наблюдали насыщение при больших $U_к$, однако это насыщение имело место благодаря зарядке поверхности; при переходе к методу измерений одиночными импульсами [3] кривые $I_2.(V_к)$ приняли нормальный вид, насыщение получалось при $U_к \approx 0$.

На вольт-амперных кривых для активированных магниевых и бериллиевых сплавов, как уже неоднократно сообщалось [4, 5], насыщение имеет место при положительном потенциале на коллекторе от нескольких вольт до нескольких десятков вольт. Оставляя в стороне физическую природу этого явления, рассмотрим сначала ряд побочных причин, которые могут его вызывать. Таких причин, как нам кажется, четыре: 1) наличие в токе третичных электронов с коллектора; 2) зарядка поверхности при малой электропроводности мишени, приводящая в некоторых случаях даже к возникновению эффекта типа Малтера; 3) наличие омического сопротивления в цепи мишень—коллектор (при этом подразумевается сопротивление активного слоя мишени, поперечное сопротивление коллектора и внешние сопротивления в цепи); 4) искажение поля вблизи мишени, вызываемое неудачной геометрией прибора.

Нами была произведена многократная проверка влияния этих факторов. Возникновение третичных электронов было устранено введением антидинатронной сетки, на которую подавалось отрицательное напряжение — 60 V по отношению к проводящему серебряному покрытию на внутренней поверхности стеклянной сферы. На ту же сетку прикладывалось $\pm U_к$ по отношению к мишени для анализа скоростей вторичных электронов. На рис. 1 приведена кривая задержки для активированного магниевого сплава в случае отсутствия потенциала на антидинатронной сетке (*1*). При наличии потенциала на сетке (*2*) точки легли на ту же кривую. В обоих случаях измерения проводились в статическом режиме.

Для проверки отсутствия возможной зарядки поверхности для того же сплава была снята кривая задержки методом одиночных импульсов (длительностью 2 мксек) с прогревом в промежутке между импульсами; полученные точки легли на кривую, снятую статическим методом.

Наличие сопротивлений в цепи мишень — коллектор и падения напряжения на этих сопротивлениях контролировалось кривыми задержки, снятыми с металлов: золота, прокаленного никеля, травленой красной меди и неактивированного сплава. Кривые приведены на рис. 2. Для всех металлов насыщение вторичного тока наступало практически при нулевом потенциале на коллекторе. Оставалась возможность падения напряжения в самом активном слое мишени. Однако уже ранее [4] было показано, что бомбардировка токами в интервале $10^{-11} \div 10^{-7}$ А не изменяла

характера кривой задержки. Следовательно, активный слой мишени имеет относительно малое сопротивление, а также отсутствует эффект Малтера.

Влияние геометрии прибора на кривые задержки проверялось путем сравнения результатов для сферических и плоских мишеней при различных соотношениях диаметров мишеней и коллектора; во всех случаях для достижения насыщения вторичного тока требовалось положительное напряжение на коллекторе и тем большее, чем больше размеры мишени.

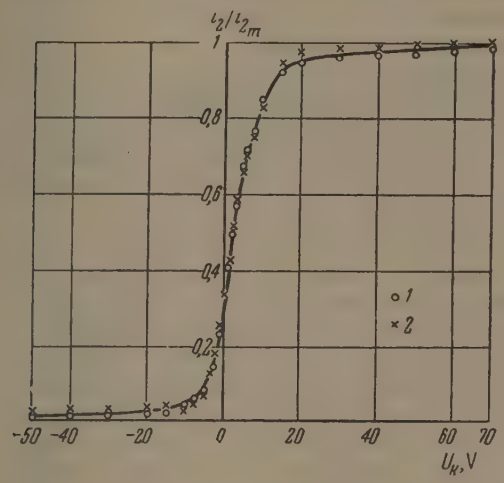


Рис. 1

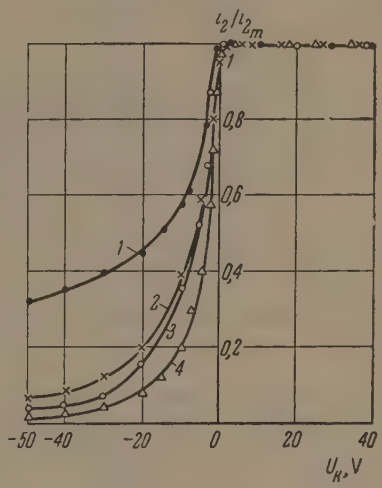


Рис. 2

Рис. 1. Кривая задержки для активированного магниевого сплава при наличии антидинатронной сетки и без нее: *1* — для случая, когда $U_с = U_к$; *2* — для случая, когда $U_с = -60$ V

Рис. 2. Кривые задержки для металлов: *1* — золото, *2* — никель, *3* — медь, *4* — неактивированный сплав

Отсутствие перечисленных возможных методических погрешностей позволяет предположить, что у поверхности мишени имеется тормозящее поле, для компенсации которого необходимо прикладывать дополнительное положительное напряжение на коллекторе. Локализация этого тормозящего поля у поверхности мишени подтверждается следующим опытом: в прибор была помещена никелевая сетка в виде сферы ø 30 мм, которая окружала мишень и соединялась электрически с подложкой (основным сплавом под активной пленкой). Вторичные электроны анализировались в дрейфовом пространстве между указанной сеткой и коллектором. В этом случае кривые задержки имели нормальный вид, т. е. насыщение наступало вблизи $U_к = 0$, а не при +40V, как это было получено для того же образца в отсутствие сетки.

Большинство авторов, работающих с магниевыми и бериллиевыми сплавами, полагают (и показывают при помощи электронограмм), что при активации мишеней поверхностный слой, обусловливающий большую вторичную эмиссию, является окислом соответствующего легкого компонента сплава, т. е. MgO или BeO. Исходя из этого, мы изготовили ряд мишеней, где эти окислы были нанесены на никелевую подложку различными способами: намазыванием суспензии MgO в спирте, испарением магния в атмосфере кислорода, испарением металлического магния в вакууме с последующим окислением тлеющим разрядом в кислороде. Со всех этих мишеней снимались кривые задержки, и так как слои на них были значительно толще получаемых на сплавах, то на этих слоях окиси магния наблюдалась зарядка; при устранении зарядки применением теплового метода или метода одиночных импульсов насыщение вторичного

тока наступало вблизи нуля коллекторного потенциала. Никаких аномалий в кривых задержки не было, как это видно на рис. 3.

Для слоя MgO, полученного на куске магния нагреванием его в остаточных газах при давлении 10^{-3} тор (аналогично методу активировки сплавов), кривые задержки искажались (рис. 4), и насыщение наступало при +10 V, хотя измерения проводились одиночными импульсами. Таким образом, эти мишени приближаются по своим свойствам к активированным сплавам.

Исходя из всего изложенного, мы сделали попытку создать гипотезу, которая позволила бы объяснить всю совокупность наблюденных экспериментальных фактов. Уже в работе [5] мы высказали

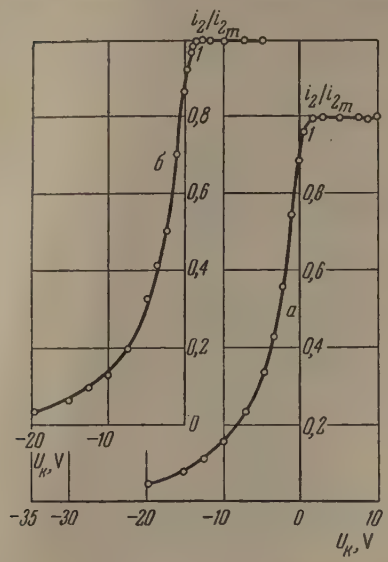


Рис. 3. Кривые задержки для пленок MgO: *а* — полученной испарением магния на никелевую подложку в вакууме с последующим окислением тлеющим разрядом в кислороде; *б* — полученной испарением магния на никелевую подложку в атмосфере кислорода (окисление в полете)

предположение о наличии над поверхностью изучаемого эмиттера поля пятен, которое и тормозит вылетающие вторичные электроны. Однако изменение кривой задержки при нагревании мишени до 400°, как указано на рис. 5, и наступление насыщения вторичного тока при $U_к = 0$, а особенно, обратимость этого явления не укладывались в предложенное объяснение.

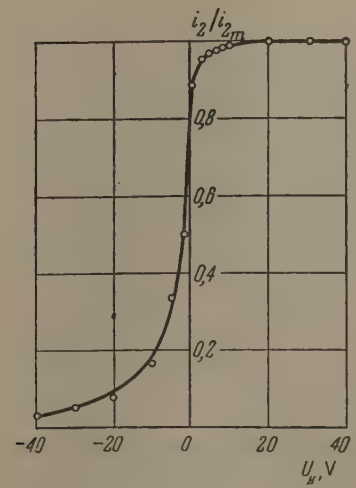


Рис. 4

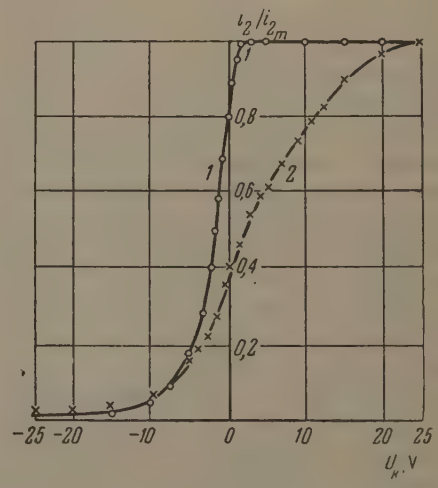


Рис. 5

Рис. 4. Кривая задержки для пленки MgO, образованной на куске магния, путем его прогрева в остаточных газах при давлении 10^{-3} тор и температуре 600° в течение 10 мин

Рис. 5. Кривые задержки для активированного сплава Cu-Al-Mg, при $\sigma = 12{,}4$: *1* — при температуре измерения 450°; *2* — при $t = 20°$

Поэтому нам представляется более вероятным следующее предположение: пусть мы имеем активированную мишень из медно-магниевого сплава, схематически изображенную в разрезе на рис. 6. В процессе активировки магний диффундирует к поверхности и окисляется, образуя на поверхности

сплава тонкую пленку окиси магния. В месте соприкосновения подложки с окислом поверхность не является однородной, так как магний при диффузии к поверхности, вероятно, выходит не равномерно, а легче диффундирует между зернами сплава, чем сквозь грани кристалликов. Окисление магния также идет не одинаково в различных участках. Благодаря этому на границе между подложкой из сплава и пленкой окиси магния образуется пятнистая поверхность с различной работой выхода отдельных микроскопических участков. Эти участки, или пятна, по-видимому, состоят

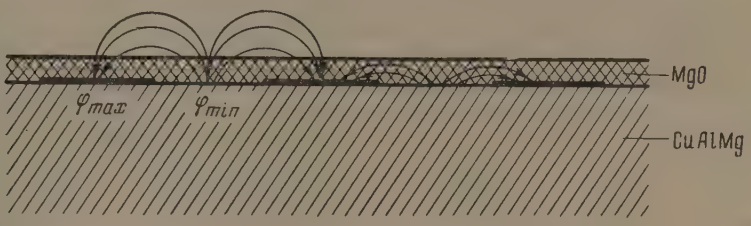


Рис. 6. Схематическое изображение разреза мишени из активированного сплава Cu-Al-Mg

частично из неактивированного сплава (работа выхода $\varphi_1 \approx 4{,}1 \div 4{,}2$ eV), частично из чистого неокисленного магния (работа выхода $\varphi_2 \approx 3{,}5 \div 3{,}8$ eV), частично из окиси магния стехиометрического состава ($\varphi_3 \approx 2{,}2$eV) и из MgO с различным количеством внедрившихся добавочных атомов магния (работа выхода зависит от количества примесных атомов). Контактные разности потенциалов между отдельными элементиками создают поля пятен, которые мы будем называть «внутренними», в отличие от поля пятен, которое может образовываться на внешней поверхности окисла, о чем упоминалось выше.

Хотя размеры пятен установить трудно, тем не менее можно сказать, что они больше толщины диэлектрической пленки окисла, которая всеми авторами оценивается примерно в 1000 Å. Учитывая, что разность работ выхода варьирует от десятых долей вольта до двух вольт, а размеры пятен составляют десятые или сотые доли миллиметра, получаем величину поля пятен в десятки вольт на сантиметр.

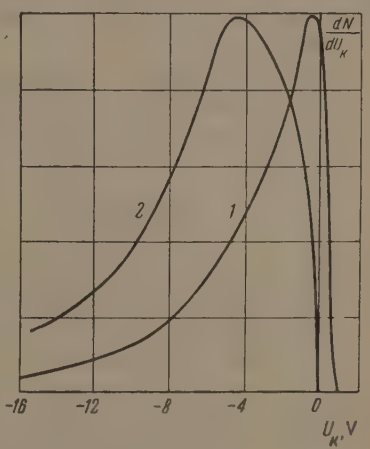


Рис. 7. Кривые распределения вторичных электронов по энергиям: *1* — для диэлектрика, *2* — для металла

Это «внутреннее» поле проникает сквозь тонкий слой диэлектрика, в котором радиус Дебая—Хюккеля достаточно велик, и, выступая над поверхностью эмиттера, создает над элементами с малой работой выхода тормозящее поле для вторичных электронов. Для компенсации этого поля и вытягивания всех вторичных электронов требуется приложить соответствующее напряжение на коллектор. Поэтому на опыте наблюдается насыщение вторичного тока при значительных положительных напряжениях на коллекторе.

При нагревании тонкая активная пленка делается более проводящей и экранирует внутреннее поле пятен, благодаря чему кривая задержки имеет насыщение около $U_к = 0$. Силовые линии поле пятен замыкаются в слое окисла, не выходя над поверхностью, как это показано на рис. 6. При остывании мишени эффект оказывается обратимым. Необходимо ука-

зать, что, кроме толщины активной пленки, на характер кривой задержки влияет и ее состав, обусловливающий электропроводность пленки; величина коэффициента вторично-электронной эмиссии также связана с составом и толщиной активной пленки, однако прямой зависимости между величинами σ и тормозящего поля не наблюдается.

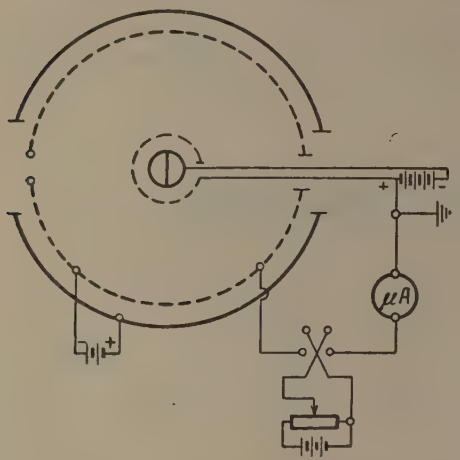


Рис. 8. Схематическое изображение прибора с двумя сетками

Л. Н. Добрецовым была высказана гипотеза, что тормозящее поле над поверхностью мишени создается за счет поля пятен самой подложки, т. е. металлического сплава. Хотя кривые задержки, снятые с неактивированного сплава, имеют насыщение вблизи нуля потенциала коллектора, тем не менее поле пятен может существовать за счет поликристалличности поверхности, но не отражается на кривой задержки, так как вторичные электроны у металлов имеют большие скорости и широкий энергетический спектр. Когда же такой металл покрывается слоем окисла, то, благодаря диэлектрическому характеру поверхностной пленки, энергии вторичных электронов будут иметь существенно меньшие значения (рис. 7), и поле пятен подложки может создать над поверхностью эмиттера поле, тормозящее вторичные электроны.

Истинные кривые задержки, отображающие энергетический спектр вторичных электронов активированных сплавов, могут быть получены либо с мишеней, нагретых до 400°, либо при наличии большого положи-

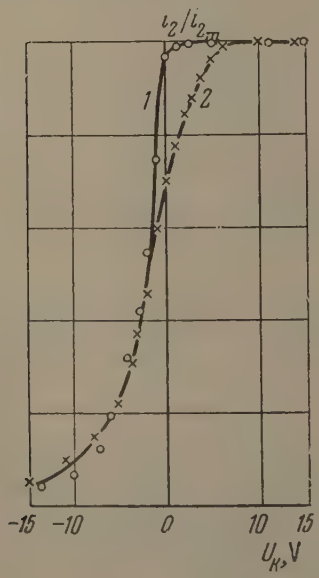


Рис. 9

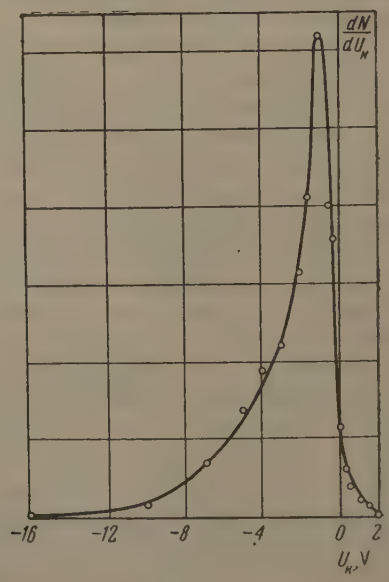


Рис. 10

Рис. 9. Кривые задержки для активированного сплава Cu-Al-Mg: *1* — получена при $t = 450°$, *2* — получена при наличии внутренней сетки, как указано на рис. 8, и при $t = 20°$

Рис. 10. Кривая распределения вторичных электронов по энергиям для активированного сплава Cu-Al-Mg

тельного потенциала на второй сетке в приборе для вытягивания всех вторичных электронов, в то время как анализ по скоростям ведется в пространстве между двумя сетками, как это схематически показано на рис. 8. На рис. 9 изображены кривые задержки, полученные (*1*) при нагревании мишени до 450° и при комнатной температуре и наличии потенциала на второй сетке; они имеют насыщение не при нулевом коллекторном потенциале лишь за счет контактной разности потенциалов мишень — коллектор. Однако ход кривых, полученных при нагревании и при наличии потенциала на второй, добавочной сетке, различен, что имеет место из-за искажения поля, вызванного геометрией прибора: диаметр сетки 30 мм, поэтому анализ скоростей вторичных электронов идет не по полным энергиям. Кривая, полученная при нагревании, ближе определяет истинный спектр вторичных электронов. После ее дифференцирования получается кривая, изображенная на рис. 10, вид которой (полуширина и местоположение максимума) указывает на полупроводниковый характер активного слоя.

Считаем своим долгом выразить нашу благодарность Л. Н. Добрецову и А. Р. Шульману за проведение обсуждений и В. Л. Борисову за помощь в работе.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Цитированная литература

1. Пятницкий А. И., Ж. техн. физ., 8, 1014 (1938).
2. Bruining H., de Boer J. H., Physica, 6, 823 (1939).
3. Шульман А. Р., Македонский В. Л., Ж. техн. физ., 22, 1540 (1952).
4. Лепешинская В. Н., Туморин В. М., Ж. техн. физ., 24, 1933 (1954).
5. Лепешинская В. Н., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 1025 (1956).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ В. Н. ЛЕПЕШИНСКОЙ и Т. М. СУКОВОЙ

Н. М. Политова.— Каковы геометрические параметры прибора?

В. Н. Лепешинская.— Отношение диаметров сфер коллектора и мишени равнялось 10—16.

Н. И. Попов.— Какие значения σ соответствуют кривым задержки при температурах 20° и 450°?

Г. С. Вильдгрубе.— Если температура влияет на кривую задержки из-за изменения сопротивления слоя, то не должно ли по той же причине изменяться и σ?

В. Н. Лепешинская.— При U_p меньше 300 V σ не меняется с температурой. При больших U_p наблюдается небольшая температурная зависимость.

В. Г. Буткевич.— Для рассматриваемых Вами эффектов, видимо, важна толщина пленки?

В. Н. Лепешинская.— Разумеется. При тонких пленках поле пятен проникает сильнее и насыщение наступает при больших положительных потенциалах; при толстых пленках, даже при низких температурах, поле пятен не выйдет за пределы слоя и насыщение наступит вблизи потенциала, равного нулю.

Н. Б. Горный.— Какое же поле образуется в слое?

В. Н. Лепешинская.— Вероятно, поле пятен, вызванных неоднородностями работы выхода на границе металл — слой окисла.

Н. М. Политова. Какова толщина пленки и величина напряженности поля в слое?

В. Л. Македонский.—Не достигает ли поле в слое пробивного напряжения?

В. Н. Лепешинская.— Толщины слоя порядка 1000 Å; напряженности поля в слое далеки от пробивных.

Лифшиц.— Не пробовали ли Вы окислять монокристаллы магния?

В. Н. Лепешинская.— Нет.

Песьяцкий.— Полученные Козиной данные подтверждают соображения, приведенные в докладе. При окислении алюминия можно получить пленку окисла, содержащую зерна металла. Эти зерна заряжены отрицательно и действуют как отрицательно заряженная сетка в электронной лампе, снижая σ. Насыщение тока с такой пленки получалось при 100—200 V.

Н. Б. Горный.— При снятии кривых задержки с монокристаллов и поликристаллов Cu с Cu_2O эти кривые для поликристаллов имели насыщение при положительных потенциалах коллектора, а для монокристаллов — вблизи нуля; это можно объяснить полем пятен зерен поликристаллической мишени.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. Л. БОРИСОВ и В. Н. ЛЕПЕШИНСКАЯ

ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА МАГНИЕВЫХ И БЕРИЛЛИЕВЫХ СПЛАВНЫХ ЭМИТТЕРОВ ПОСЛЕ КРАТКОВРЕМЕННОЙ АКТИВИРОВКИ

Введение

Высокие значения коэффициента вторично-электронной эмиссии (в.- э. э.) магниевых и бериллиевых сплавов обусловливают все более широкое их применение в фотоэлектронных умножителях и электронных лампах со вторичной эмиссией.

Вопросом об активировке сплавов занимались многие исследователи, однако до настоящего времени не разработаны режимы, удобные для промышленного использования подобных эмиттеров.

Ряд работ посвящены изучению режимов активировки отдельных сплавов. Так, например, Зворыкин с сотрудниками [1] и Раппапорт [2] приводят данные, относящиеся только к серебряно-магниевому сплаву. С этим же сплавом работал Иенни [3]. Все перечисленные авторы указывают, что не удалось получить стабильности работы активированных эмиттеров, устойчивости при воздействии воздухом и токоустойчивости.

Группа японских исследователей [4] работала в основном с никель-бериллиевыми и медно-бериллиевыми сплавами. В результате предложенной ими активировки получались эмиттеры, обладавшие сравнительно низкими значениями в.- э. э. (в лучшем случае $\sigma_{max}=7$), а сама методика применима лишь в лабораторных условиях.

Бобенриц с сотрудниками [5] изучали активировку никель-бериллиевого сплава, содержащего от 2,8 до 5% Be. Их режим обработки требует десятков часов и приводит к образованию слоев, дающих эффект Малтера, и потому не пригоден для практического использования.

Кульварской [6, 7] детально разработан метод «дозированного окисления» ряда сплавов. Согласно этому методу, каждым квадратным сантиметром нагретого до определенной температуры эмиттера должно быть поглощено 15—20 мкг кислорода для образования слоя окисла магния или бериллия. Такая активировка, обладая рядом достоинств, не всегда удобна, так как процесс занимает значительный промежуток времени; при этом образующиеся слои окислов получаются значительной толщины (до 3000 Å), что часто приводит при обстреле их пучком электронов к зарядке поверхности, а в некоторых случаях наблюдается эффект Малтера. Так как для динодов в электровакуумных приборах необходимы безынерционные эмиттеры, поверхность которых не заряжалась бы в процессе их работы, то необходимо продолжить исследования по установлению наиболее подходящих режимов активировки сплавов. В настоящее время Варго с сотрудниками [8], Хирашима с сотрудниками [9] проводятся работы именно в направлении изыскания способов повышения воздухо- и токоустойчивости сплавных эмиттеров и увеличении срока их службы.

Перед нами стояла задача: разработать такой режим активировки, при котором, с одной стороны, достигаются высокие значения коэффициента в.- э. э., в особенности при малых значениях энергии первичных электро-

нов; с другой стороны, технологические процессы активировки должны быть по возможности простыми и кратковременными. Активированные образцы должны выдерживать длительное пребывание на воздухе и после легкой и удобной реактивировки восстанавливать свои свойства; наконец, эмиттеры должны оставаться стабильными в течение большого промежутка времени. Хотя требование стабильности для практических применений имеет первостепенную важность, в данной работе мы его касаться не будем; этот вопрос будет освещен отдельно. В данной работе излагаются исследования вторично-эмиссионных свойств сплавных эмиттеров, активированных в режимах, отвечающих вышеуказанным требованиям.

Было проведено исследование следующих сплавов: Cu-Al-Mg (93%, 6%, 1%), Cu-Si-Mg, Cu-Al-Be (97,5%, 0,5%, 2%) и Cu-Be (98%, 2%). Присадки Al и Si вводятся для улучшения механических свойств сплавов и не влияют на величину коэффициента в.- э. э. сплавных эмиттеров. Выбор сплавов был продиктован практическими целями. Изучались характеристики $\sigma(V_p)$ в диапазоне энергий первичных электронов 20÷1750 eV. Особое внимание уделялось начальным участкам этих кривых (20÷150 eV). Исследовалась температурная зависимость коэффициента в.- э. э., влияние соприкосновения эмиттеров с воздухом при разных его давлениях, режимы реактивировки и воспроизводимость результатов. Для всех изучавшихся эмиттеров были получены кривые распределения вторичных электронов по энергиям. Эти результаты представляют существенный интерес, так как позволяют сделать ряд выводов о природе активного слоя. Измеренная зависимость вторичного тока от потенциала коллектора отображает истинное распределение вторичных электронов, как это показано в [10]. Кривые были получены с образцов, нагретых до 400°, или в условиях, когда задерживающие поля пятен над поверхностью эмиттера, искажающие зависимость $I_2(V_к)$, были скомпенсированы.

Установка и измерительная схема

Все измерения проводились в разборном приборе типа сферического конденсатора с антидинатронной молибденовой сеткой [10]. На внутреннюю поверхность стеклянной сферы был нанесен слой аквадага. Коллектором

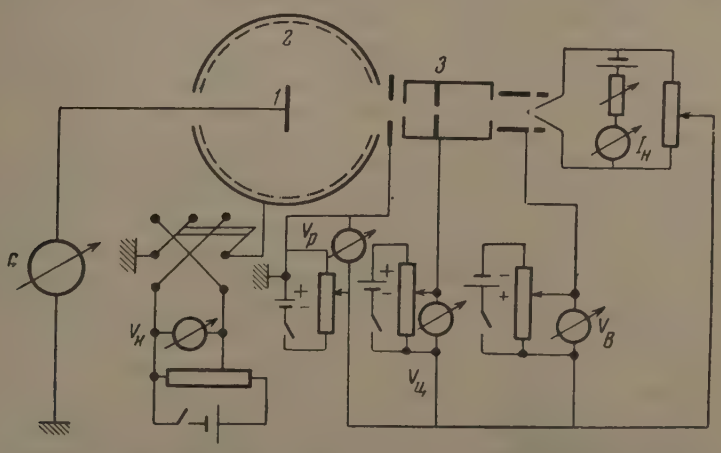


Рис. 1. Принципиальная схема прибора и электрических измерений: *1* — мишень, *2* — коллектор, *3* — электронная пушка; *G* — гальванометр для измерения первичного и разностного тока; $V_к$, V_p, $V_ц$ и $V_в$ — вольтметры, измеряющие соответственно напряжение на коллекторе, скорость первичных электронов, напряжение на ускоряющем цилиндре и на фокусирующем цилиндре; $I_н$ — амперметр, измеряющий ток накала

служила система слой аквадага—сетка. Анализирующее поле прикладывалось между сеткой и мишенью. Токи измерялись гальванометром типа М-91, чувствительностью $0{,}8 \cdot 10^{-8}$ А/дел. Прибор помещался в цепи мишени. Первичный ток измерялся при подаче на сетку —100 V относительно мишени, находившейся при потенциале земли. Прикладывая +100 V на сетку, измеряли разностный ток $I_1 - I_2$ (или прибором в цепи коллектора вторичный ток I_2). Максимальная величина вторичного тока была порядка $(2—4) \cdot 10^{-7}$ А. Между антидинатронной сеткой и слоем аквадага прикладывалось напряжение 60 V для задержки третичных электронов. Электронная пушка имела обычную четырехэлектродную конструкцию и позволяла получать хорошо сфокусированный пучок электронов при энергии их 60÷1750 V. Для исследования участка кривой в диапазоне 10÷150 V применялась пушка специальной конструкции, типа Майерса. Схема измерений была статическая; она приведена на рис. 1.

При измерениях вакуум был порядка 10^{-7}— 10^{-6} тор, что достигалось при помощи масляного диффузионного насоса и двух ловушек с жидким азотом. Измерения вакуума производились термопарным и ионизационным манометрами. Температура мишени контролировалась при помощи термопары W—Ni.

Медно-магниевые сплавы

В качестве объекта исследования мы взяли сначала магниевые сплавы, так как они, в основном, применяются в настоящее время в промышленном производстве электровакуумных приборов.

А. Режим активировки и кривые зависимости $\sigma(V_p)$

Стремясь к максимальному упрощению режима активировки и предельному сокращению времени обработки сплава, мы провели ряд экспериментов, в которых изменяли окислительную среду, давление, температуру и время прогрева. Примерно одинаковые результаты в смысле величины получающегося коэффициента в.- э. э. могут быть получены при различной комбинации указанных факторов. В частности, температура и время обработки находятся в обратной зависимости; поэтому, желая уменьшить длительность процесса, мы пришли к необходимости максимального повышения температуры для каждого из сплавов до начала интенсивного испарения легкой компоненты сплава. Повышение температуры должно производиться по возможности быстро, чтобы медь, составляющая основу всех изучаемых сплавов, не успела окислиться, а оказалась защищенной слоем окисла магния или бериллия.

Предварительная обработка сплава сводилась к электрополировке или очистке механическим способом (мелкой наждачной бумагой с последующей промывкой в спирте). После очистки образцы закладывались в экспериментальный прибор, который откачивался до 10^{-5} тор. Активировка сплавов, имеющих в основе медь, была проведена в кислороде, водороде, парах воды, углекислоте и «остаточных газах». Образцы, активированные в водороде, показали малые значения σ; при активировке в парах воды, кислороде, углекислоте и «остаточных газах» были получены примерно одинаковые результаты (рис. 2). Почти во всех случаях подбором давления, температуры и времени прогрева удавалось получить максимальное значение коэффициента в.- э. э. от 8 до 13. Поскольку ни одна из указанных сред не дала явного преимущества, остановились на активировке в «остаточных газах» как на наиболее простом варианте. Термин «остаточные газы» заключает в себе неопределенность; в нашем случае это был воздух, а также некоторое количество CO и CO_2, которые выделялись из аквадага, которым был покрыт коллектор экспериментального прибора. Однако такой состав не является строго обязательным. Изменения комнатного воздуха в различные периоды не влияли на качества

получавшихся образцов. Кроме того, одинаковые результаты были получены после активировки в других приборах на других установках, но только при наличии в приборе поверхностей, покрытых аквадагом.

Давление «остаточного газа» в процессе активировки сохранялось от $2 \cdot 10^{-3}$ до $6 \cdot 10^{-3}$ тор. Образец прогревался в течение 8—10 мин при

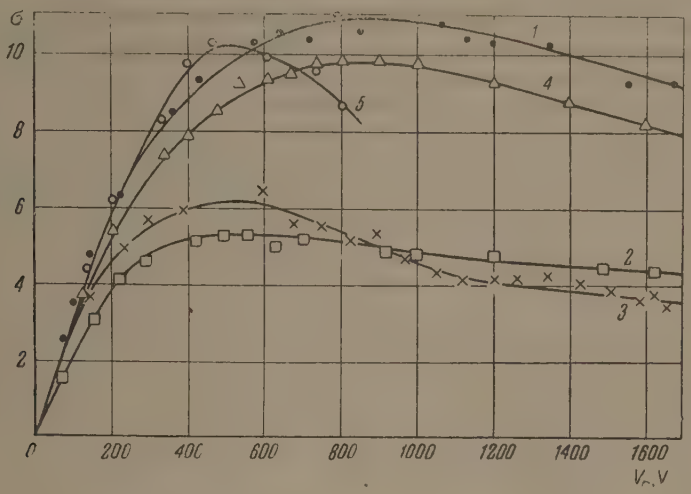


Рис. 2. Зависимость $\sigma(V_p)$ для эмиттеров из сплава Cu-Al-Mg, активированных в различных средах: *1* — в углекислом газе (измерено при 250°), *2* — в водороде, *3* — в кислороде, *4* — в парах воды, *5* — в «остаточных газах» (кривые *2*, *3*, *4* и *5* сняты при 20°)

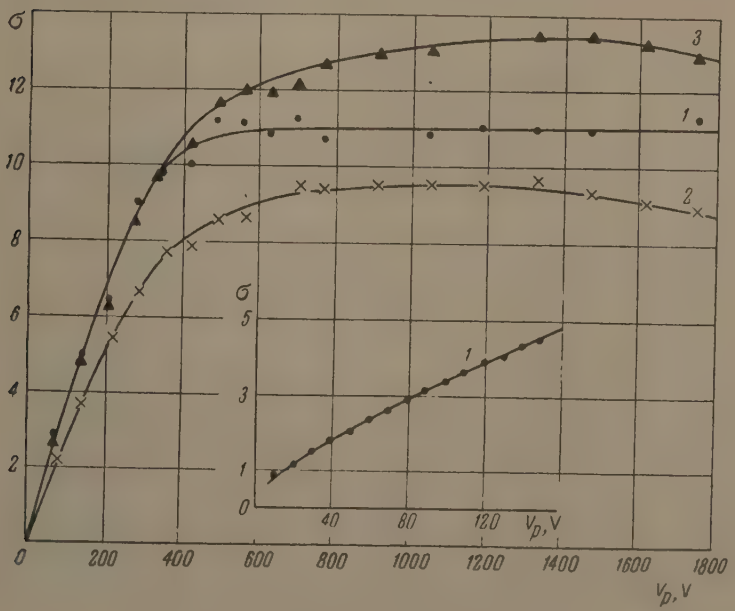


Рис. 3. Зависимость $\sigma(V_p)$ для сплава Cu-Al-Mg: *1* — свежеактивированный образец, *2* — после пребывания активированного образца на воздухе в течение 24 час, *3* — после реактивировки

температуре 600÷620°. Более длительная активировка или введение большего количества кислорода приводит к образованию сравнительно толстого слоя окиси магния (несколько тысяч ангстрем, по данным [7]),

в результате чего при обстреле таких мишеней электронами появляется зарядка поверхности. При толщине и электропроводности пленок окиси магния, образующихся в случае активировки указанным нами способом, явлений зарядки не наблюдается.

Кривые зависимости коэффициента в.-э. э. от энергии первичных электронов показывают, что разброс получающихся данных для образцов из одного и того же сплава, активированных в одинаковых условиях, не очень велик: для участка кривой, относящегося к малым V_p, вплоть до 300 eV этот разброс не превышает 10—12%; после достижения максимума характеристики имеют различный вид. Наблюдаются кривые с ярко выраженным максимумом, с плоской вершиной, а также и все промежуточные случаи. По-видимому, это должно быть отнесено за счет различных толщин активных пленок и количества дефектов в них, что неизбежно при отдельной активировке каждого образца.

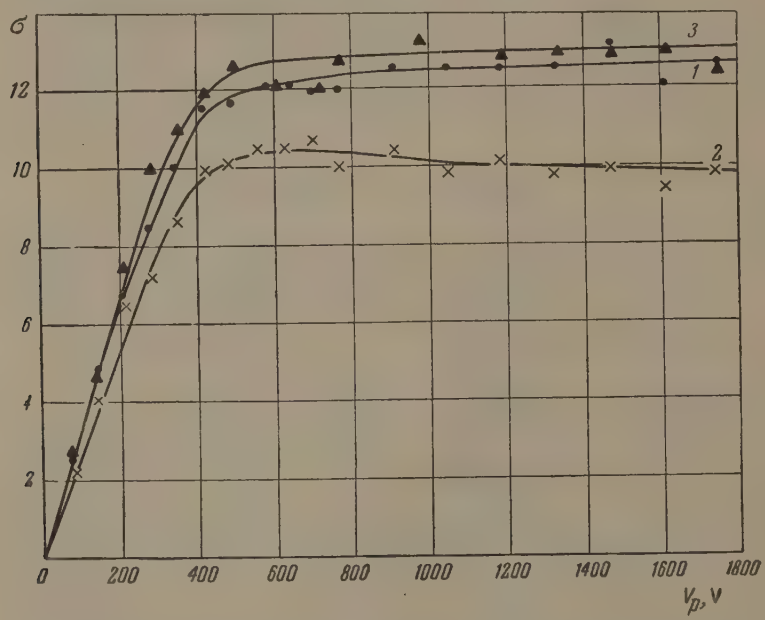


Рис. 4. Зависимость $\sigma(V_p)$ для сплава Cu-Si-Mg: *1* — свежеактивированный образец, *2* — после пребывания на воздухе в течение 2 час, *3* — после реактивировки

Участок кривых $\sigma(V_p)$ для энергий первичных электронов от 20 до 150 eV изучался более подробно, так как для практических целей особенно важно знать величины коэффициента в.-э. э. при малых V_p. На рис. 3 приведены характеристики $\sigma(V_p)$ для сплава Cu-Al-Mg в области малых и средних (до 1750 eV) энергий первичных электронов. На рис. 4 те же кривые изображены для сплава Cu-Si-Mg.

Как видно из приведенных графиков, максимум коэффициента в.-э. э. достигается в интервале первичных электронов 550 : : 650 eV. При $V_p = 100$ eV значения σ колеблются от 3,2 до 3,6. Ход зависимости $\sigma(V_p)$ в начальной части кривой, до величины $V_p = 300$ eV почти линеен для всех исследованных образцов обоих сплавов.

Б. Режим реактивировки и его влияние на кривые $\sigma(V_p)$

В связи с необходимостью пребывания активированных эмиттеров на воздухе, например для их монтажа в приборах, особую важность приобретает вопрос о влиянии воздуха на их вторично-эмиссионные свойства. Как известно, соприкосновение с воздухом снижает коэффициент

в.-э. э. сплавных катодов на 10—50% от первоначального значения. Поэтому были изучены режимы реактивировки, удобные в производственных условиях, которые восстанавливали бы начальные свойства образцов. Исследовалось влияние времени пребывания на воздухе, давления воздуха и состава газа. Снижение коэффициента в.-э. э. происходит в основном за первые десятки минут пребывания на воздухе. После этого образец может оставаться на воздухе еще десятки часов почти без изменения величины σ. При этом, однако, существенно, чтобы на поверхность образца не влияли случайные загрязнения, особенно пары воды. Образцы, хранимые при атмосферном давлении, но в закрытом сосуде (экспериментальном приборе или эксикаторе) имеют меньшее снижение величины σ, чем образцы, хранимые на открытом воздухе.

При исследовании режимов реактивировки выяснилось, что вполне удовлетворительные результаты дает простой прогрев в вакууме при давлении 10^{-5}—10^{-6} тор при температуре $T=450\div500°$; на рис. 3 и 4 приведены кривые, позволяющие судить о влиянии воздуха на величину σ эмиттера и о восстановлении коэффициента σ в результате 2-часового прогрева в вакууме. Если образец после активировки остается несколько часов на воздухе при атмосферном давлении, то коэффициент σ понижается во всем исследованном интервале энергий первичных электронов. Если же образец остается в условиях форвакуума, т. е. при давлении воздуха 10^{-2} тор, то снижение σ в начальном участке кривой $\sigma(V_p)$ отсутствует или совершенно незначительно.

После указанной реактивировки значения коэффициента в.-э. э. σ полностью восстанавливаются, а в некоторых случаях кривая $\sigma(V_p)$, полученная после прогрева образца в вакууме, даже на несколько процентов выше. При этом начальный участок кривой в области V_p до 300 V сохраняется почти прямолинейным.

В. Температурная зависимость коэффициента в.-э. э.

Литературные данные о температурной зависимости коэффициента в.-э. э. сплавных эмиттеров очень малочисленны. В работе Кульварской [6, 7] приведены результаты подобных измерений; однако в связи с применявшимся методом активировки образовавшаяся пленка окиси магния была сравнительно толстой и при ее бомбардировке возникала зарядка поверхности. Найденный рост σ при увеличении температуры до 250° объясняется, по-видимому, увеличением проводимости активного слоя и в связи с этим — уменьшением эффекта зарядки. Ход кривой после 250° указывает на снижение σ с повышением температуры, что соответствует истинной температурной зависимости σ вследствие увеличения потерь энергии вторичных электронов в результате столкновений с решеткой.

Температурной зависимостью σ для монокристалла MgO занимались Джонсон и Мак Кей [11]; на основании этих данных Деккер [12] произвел, подтвердившие их с хорошей точностью, теоретические подсчеты.

В данной работе вопрос о температурной зависимости активированных магниевых сплавов был изучен довольно подробно. Полученные результаты показывают, что с увеличением температуры образца происходит монотонное (но обратимое) снижение коэффициента σ, как это видно из рис. 5. При энергиях первичных электронов $V_p > 500$—600 eV $d\sigma/dT$ остается почти постоянной величиной. Мы воспользовались формулой, выведенной Деккером [12] для температурной зависимости отношения:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2}=\left[\frac{2n_{\nu_2}+1}{2n_{\nu_1}+1}\right]^{1/3},$$

где $n_\nu=\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}$, а найденное из оптических данных для MgO $h\nu\approx1300k$, где k — постоянная Больцмана, и произвели расчет температурной зави-

симости σ для диапазона температур 290÷750°К; полученные данные сопоставлены с экспериментальными результатами для активированных медно-магниевых сплавов. До температуры 400° наблюдается удовлетворительное совпадение, как это видно из следующей таблицы.

$T°$, К	σ_T/σ_{273}, расчетное	σ_T/σ_{273}, экспериментальное	$T°$, К	$\sigma_T\sigma/_{273}$, расчетное	σ_T/σ_{273}, экспериментальное
293	1	1	598	0,905	0,88
373	0,982	0,99	623	0,895	0,88
473	0,950	0,96	673	0,876	0,87
523	0,931	0,94	698	0,862	0,77
548	0,923	0,92	723	0,856	0,75
573	0,912	0,90	748	0,848	0,50

Это совпадение позволяет думать, что на поверхности сплава при активировке образуется слой окиси магния. Однако при более высокой температуре снижение величины σ в случае сплава происходит в большей степени по сравнению с расчетными величинами, что указывает на наличие второго фактора, влияющего на величину σ, который начинает превалировать в области высоких температур. Очевидно, на температурную зависимость σ накладываются изменения коэффициента в.-э. э., связанные с изменением состояний активной пленки при температуре выше 400°. Для

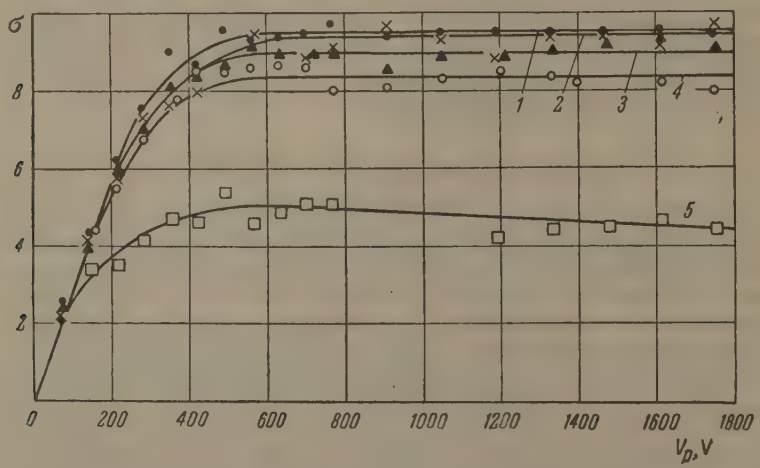


Рис. 5. Зависимость $\sigma(V_p)$ для сплава Cu-Al-Mg при различных температурах: *1*—при $T = 20°$, *2* — $T = 100°$, *3* — $T = 250°$, *4* — $T = 350°$, *5* — $T = 475°$ С

многократно окисленных образцов (когда толщина пленки окиси магния увеличивается) температурная зависимость σ получилась аналогичной данным Кульварской. Прогрев образцов до $T = 450°$ при одновременной их бомбардировке первичным пучком электронов приводит к необратимым изменениям вследствие нарушения состава активного слоя.

Г. Распределение вторичных электронов по энергиям

Кривые зависимости вторичного тока от потенциала коллекторов, как указывалось ранее [13], не дают насыщения вблизи нуля. Вторичный ток насыщается при потенциале коллектора 30—50 V и даже более, что свидетельствует о наличии у поверхности эмиттера задерживающих полей, о природе которых существует несколько гипотез [10, 14]. Естественно, что подобные кривые задержки не отображают действительного

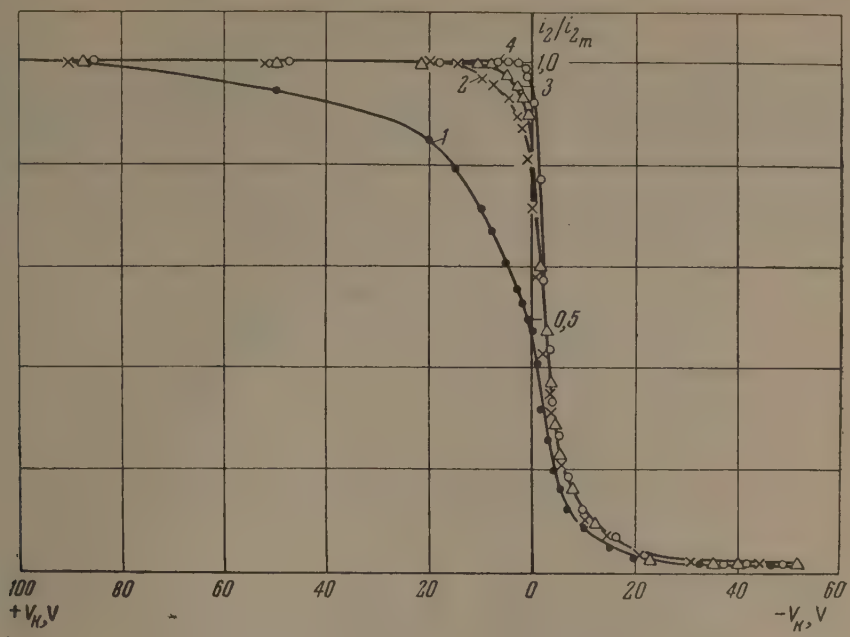


Рис. 6. Серия кривых задержки для сплава Cu-Al-Mg при различных температурах: *1* — $T = 20°$, *2* — $T = 250°$, *3* — $T = 350°$, *4* — $T = 400°$ C

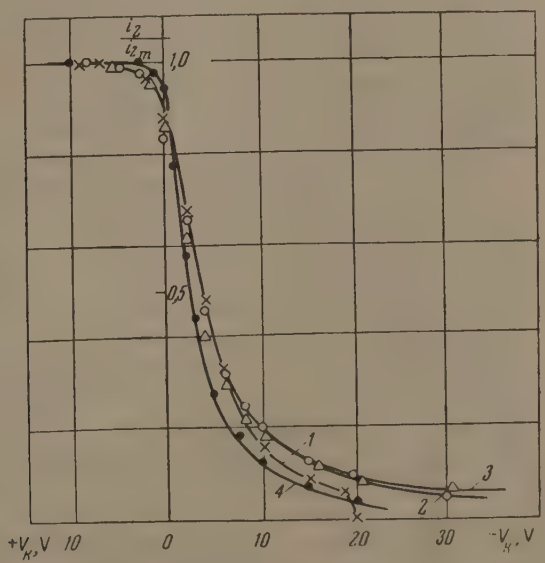


Рис. 7. Серия кривых задержки для сплава Cu-Al-Mg при различных энергиях первичных электронов и температуре образцов 400°: *1* — $V_p = 20$ eV, *2* — $V_p = 50$ eV, *3* — $V_p = 70$ eV, *4* — $V_p = 280$ и 500 eV

распределения вторичных электронов по энергиям. Однако, если образцы нагреты до температуры порядка 400°, то потенциал, при котором происходит насыщение, приближается к нулю. На рис. 6 приведена серия кривых задержки, относящихся к различным температурам. Кривые задержки, полученные при различных энергиях первичных электронов с нагретых до 400° образцов, приведены на рис. 7. Зависимости $I_2(V_к)$ для нагретых образцов дают при дифференцировании истинное распределение вторичных электронов по энергиям, которое приведено на рис. 8.

Медно-бериллиевые сплавы

Для получения достаточно высоких коэффициентов в.-э.э. нами установлен следующий режим активировки медно-бериллиевых сплавов: после предварительной очистки (такой же, как и в случае магниевых сплавов) образцы подвергались прогреву в «остаточных газах» при давлении $(2—5)\cdot10^{-3}$ тор до температуры 800° в течение примерно 8—10 мин. После такой активировки коэффициент в.-э.э. в максимуме достигает 9—11, а при $V_p = 100$ V величина его—порядка 3,5—4,0.

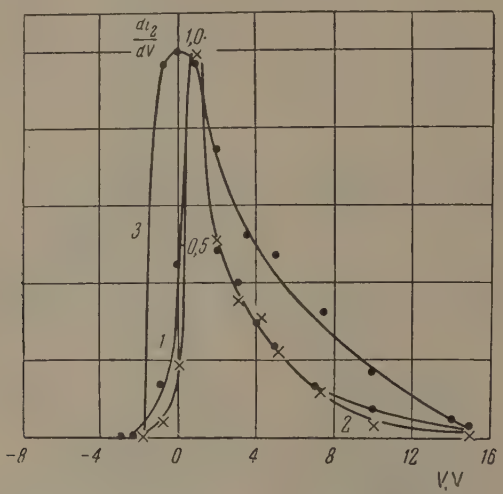


Рис. 8. Кривые распределения вторичных электронов по энергиям: *1* и *2* — для сплава Cu-Al-Mg ($V_p = 280$ V и 600 V — соответственно), *3* — для сплава Cu-Al-Be ($V_p = 330$V)

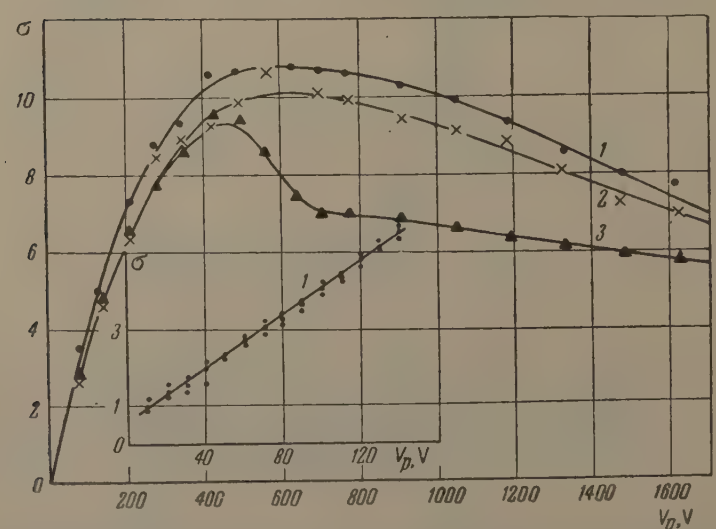


Рис. 9. Зависимость σ (V_p) для сплава Cu-Al-Be: *1* — свежеактивированный образец, *2* — после пребывания на воздухе в течение 2 час, *3* — после реактивировки

Зависимость коэффициента в.-э. э. σ от энергии первичных электронов для медно-бериллиевых эмиттеров приведена на рис. 9. Характерной особенностью их является наличие во всех случаях ярко выраженного максимума. Этот максимум сдвинут на 100 V в область меньших V_p по

сравнению с положением максимума для медно-магниевых сплавов. В начальном участке характеристика для бериллиевых сплавов идет в большинстве случаев выше, чем для магниевых.

Влияние воздуха на активированные медно-бериллиевые образцы меньше, чем на медно-магниевые. Коэффициент в.-э.э. после пребыва-

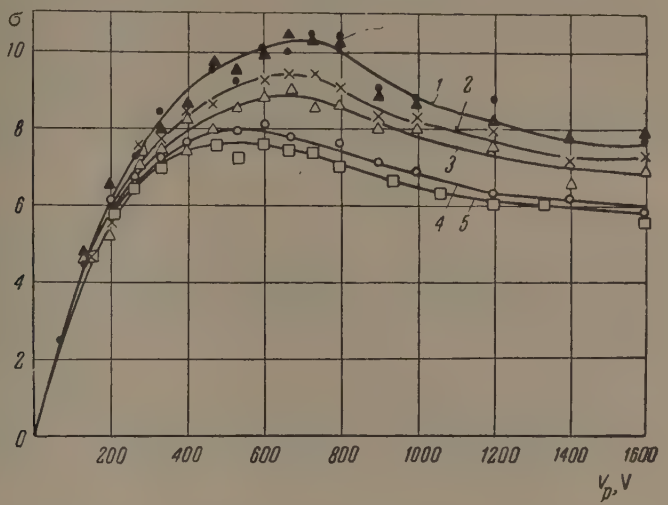


Рис. 10. Зависимость σ (V_p) для сплава Cu-Al-Be при различных температурах: *1* — при $T = 20°$, *2* — $T = 100°$, *3* — $T = 250°$, *4* — $T = 400°$, 5 — $T = 500°$C

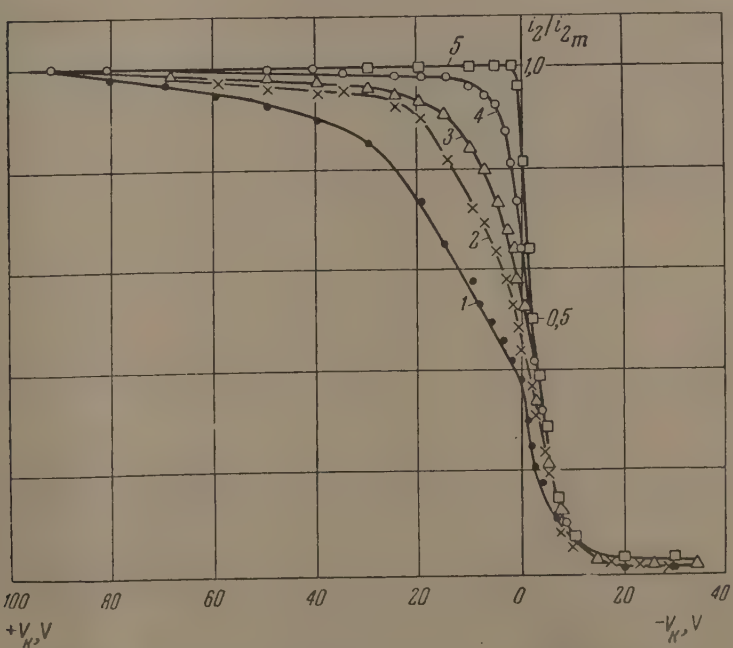


Рис. 11. Серия кривых задержки для сплава Cu-Al-Be при различных температурах: *1* — $T = 20°$, *2* — $T = 120°$, *3* — $T = 320°$, *4* — $T = 450$, 5° — $T = 500°$ C

ния образцов на воздухе снижается очень незначительно. Однако реактивировка медно-бериллиевых эмиттеров при температурах 450÷500° не позволяет восстановить первоначальные свойства образцов, как это видно

из рис. 9. Для бериллиевых сплавов температура реактивировки должна быть выше, в связи с затрудненной диффузией бериллия.

На рис. 10 изображены кривые $\sigma(V_p)$ при различных температурах для сплава Cu-Al-Be.

Зависимость вторичного тока от потенциала коллектора, полученная при высоких температурах эмиттера, приведена на рис. 11. Как видно из рисунка, насыщение вторичного тока наступает при значительных $V_к$, если температура эмиттера комнатная. При температуре 500° кривые задержки принимают нормальный вид, если учесть контактную разность потенциалов мишень—коллектор. Распределение вторичных электронов по энергиям, полученное графически дифференцированием, дано на рис. 8.

Заключение

Разработанный нами режим активировки ряда сплавных эмиттеров позволяет сократить время обработки сплава до нескольких минут (8—10 мин). При этом не требуется специальная окислительная среда, весь процесс протекает в «остаточных газах» прибора. Получающийся максимальный коэффициент в.-э. э. σ равен 9—13, а при $V_p = 100$ V, $\sigma = 3{,}2$—3,6 для медно-магниевых сплавов и 3,5—4,0 — для медно-бериллиевых. Предлагаемый режим активировки позволяет применить сравнительно простой способ реактивировки эмиттеров из медно-магниевого сплава, снизивших свои вторично-эмиссионные качества в результате пребывания на воздухе.

Произведено исследование характера кривых $\sigma(V_p)$ и температурной зависимости коэффициента в.-э.э. σ. Температурный коэффицент σ оказался отрицательным и равным приблизительно $-0{,}02 \div -0{,}03\%$ на градус.

Получены кривые зависимости вторичного тока от потенциала коллектора и кривые распределения вторичных электронов по энергиям для всех типов исследованных сплавов.

В данной работе принимали участие студенты-дипломанты Н. Н. Христофоров и Т. А. Кузьмина.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Цитированная литература

1. Zworykin V. K., Ruedy J. E., Pike E. W., J. Appl. Phys., **12**, 696 (1941).
2. Rappaport P., J. Appl. Phys., **25**, 288 (1954).
3. Jenny D. A., Secondary Emission at High Current Densities.— Zürich, 1951.
4. Ioshida Sh., Takeda J., Igarashi Y., Arata Y., J. Phys. Soc. Japan, **8**, 318 (1953).
5. Bobenrieth A., Millet J., Teszner S., Compt. Rend., **239**, 794 (1954).
6. Кульварская Б. С., Изв. АН СССР. Сер. физ., **20**, 1029 (1956).
7. Кульварская Б. С., Радиотехника и электроника, **1**, 512 (1956).
8. Wargo P., Haxby B. V., Shepherd W. G., J. Appl. Phys., **27**, 1311 (1956).
9. Hirashima M., Miyashiro S., J. Phys. Soc. Japan, **12**, 770 (1957).
10. Лепешинская В. Н., Сукова Т. М., см. настоящий номер журнала, стр. 528.
11. Johnson J. B., McKay, Phys. Rev., **91**, 582 (1953).
12. Dakker A. J., Phys. Rev., **94**, 1179 (1954).
13. Лепешинская В. Н., Тумарин В. А., Ж. техн., физ., **24**, 1933 (1954).
14. Лепешинская В. Н., Изв. АН СССР. Сер. физ., **20**, 1025 (1956).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ В. Л. БОРИСОВА и В. Н. ЛЕПЕШИНСКОЙ

И. М. Бронштейн.— Каков режим измерений? Обратимы ли температурные изменения? Какие кривые $\sigma(V_p)$ соответствуют более тонким пленкам — с максимумом или с плоским участком кривой?

Каковы σ у неактивированного сплава?

В. Л. Борисов.— Режим измерений — статический. Температурные изменения обратимы. Более тонким пленкам соответствуют кривые с максимумом. Для неактивированных сплавов $\sigma_{max} \approx 2$ при $V_p = 350$ V.

А. И. Пятницкий.— Наблюдалась ли зарядка поверхности? В каком режиме измерялась температурная зависимость?

В. Л. Борисов.— При переактивировке наблюдалась инерционность, указывающая на зарядку. Режим измерений — статический.

Д. Б. Диатроптов.— Каковы были вакуумные условия?

В. Л. Борисов.— Работа велась в приборе, имевшем два шлифа; вакуум — $5 \div 7 \cdot 10^{-7}$ мм. рт. ст.

В. А. Астрин.— Какова воспроизводимость результатов от образца к образцу и какова однородность поверхности образцов?

В. Л. Борисов. От образца к образцу хорошо воспроизводились начальные участки кривых σ (V_p). Однородность по поверхности не изучалась.

Н. А. Яснопольский.— Какова толщина слоя окисла? В чем отличие этой работы от работы Б. С. Кульварской?

В. Л. Борисов.— Толщина порядка 1000 Å. Различие работ в методике активировки сплавов; результаты, в общем, совпадают.

Ясковская.— Влияет ли способ предварительной подготовки поверхности сплава перед окислением (полировка, очистка наждаком)?

В. Л. Борисов.— Полированные и чищенные наждаком мишени дали хорошо совпадающие результаты.

Г. С. Вильдгрубе.— Каковы перспективы получения мишеней с большими значениями σ в области малых V_p и из каких физических соображений?

В. Л. Борисов.— Практика дает, что при малых V_p величина σ больше у сплава Cu-Be ($\sigma \approx 2{,}5$—$2{,}7$ при $V_p = 50$—60 V), возможно, что удастся для него получить и большие σ. Физических соображений привести пока нельзя.

Л. Н. Добрецов.— Соответствует ли температурная зависимость теории Деккера?

В. Л. Борисов.— До 400°.

Н. К. Даниленко отмечает значение работы для усовершенствования динодов умножителей, изготовляемых в телевизионном институте, так как исследование проведено с материалами, предоставляемыми этим институтом. Важна легкость восстановления хороших вторично-эмиссионных свойств после переноса активированных мишеней через воздух. Отсутствие температурной зависимости вторичной эмиссии активированных сплавов в области малых V_p, т. е. в области рабочих напряжений для умножителей, объясняет стабильность работы их (в отсутствие Cs).

В. М. Ловцов сообщает о параллельном исследовании коэффициентов вторичной электронно-электронной эмиссии σ и вторичной ионно-электронной эмиссии γ для различно активированных сплавов и для слоев KCl на Ta. Эти исследования показали, что тот и другой коэффициенты связаны один с другим: обработка, приводящая к возрастанию (или уменьшению) одного из них, приводит и к возрастанию (или, соответственно, уменьшению) другого. При этом зависимость γ от σ оказывается линейной.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

И. Р. ЗАКИРОВА и С. А. ФРИДРИХОВ

КИНЕТИКА НАКОПЛЕНИЯ ЗАРЯДА ПОВЕРХНОСТЬЮ ДИЭЛЕКТРИКА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ*

Введение

При попадании заряженных частиц на поверхность диэлектрика или на изолированное металлическое тело происходит зарядка этих объектов. Скорость накопления заряда и его величина в условиях равновесия зависят от ряда факторов, определяемых свойствами заряжающейся поверхности (вторично-эмиссионные свойства, величина электропроводности), количеством падающих и уходящих с поверхности частиц.

С явлением зарядки диэлектрических поверхностей в той или иной степени приходится встречаться во всех электровакуумных приборах, поскольку в любом таком приборе возможно попадание заряженных частиц на стенку баллона и на различные крепежные детали. В этих случаях зарядка является нежелательным явлением, так как, изменяя конфигурацию электрических полей в приборе, она нарушает его нормальную работу (см., например, [1]).

С другой стороны, на использовании явления зарядки основана работа ряда электровакуумных устройств [2, 3]. В связи с этим большой интерес представляет изучение механизма возникновения и поведения зарядного пятна на поверхности диэлектрика.

В большинстве работ, посвященных этому вопросу, не учитывалась специфика диэлектриков, и зарядка диэлектрических поверхностей уподоблялась зарядке изолированной металлической мишени и по существу рассматривалась как зарядка некоторой емкости. Весьма характерна в этом отношении работа [4]. В работе Яснопольского [5] впервые было указано на особенности зарядки изолированной металлической мишени при наличии краевых эффектов. Н. Л. Яснопольский показал, что в таких условиях равновесный потенциал, до которого заряжается изолированная металлическая мишень, может значительно отличаться от потенциала коллектора электронов и зависит от расстояния между мишенью и коллектором.

В работе Упатова [6] был произведен расчет электрического поля вблизи зарядного пятна. В. Я. Упатов учел неравномерное распределение заряда по поверхности диэлектрика и влияние зарядов, наведенных зарядным пятном на других электродах, и показал, что потенциал в центре зарядного пятна, создаваемого электронным пучком, распределение плотности тока по сечению которого описывается законом Гаусса, является медленно меняющейся функцией времени, сильно зависящей от соотношения между радиусом пучка и расстоянием от поверхности мишени до коллектора.

Временная зависимость потенциала поверхности диэлектрика при облучении ее пучком электронов была исследована Хинтербергером [7]. Однако, поскольку в этой работе совершенно не учитывались специфические особенности диэлектрической мишени, ее результаты не могут иметь общего значения.

---

* Работа доложена на межведомственном семинаре по электронике в апреле 1957 г.

Таким образом, до сих пор вопрос о кинетике образования и исчезновения заряда на диэлектрической поверхности изучен совершенно недостаточно. Вместе с тем следует указать, что еще не имеется достаточно удобного и надежного метода,позволяющего контролировать изменения состояния зарядного пятна, происходящие за любые промежутки времени, в том числе и за очень короткие (порядка микросекунд).

В настоящей работе приводятся данные об импульсном методе изучения кинетики зарядки и разрядки поверхности диэлектрика и результаты измерений, произведенных при помощи этого метода на ряде диэлектрических поверхностей.

Метод измерений и аппаратура

Для исследования кинетики возникновения и исчезновения зарядов на поверхности диэлектриков при облучении их электронами нами был применен импульсный метод, основанный на анализе влияния заряженной поверхности диэлектрика на поток вторичных электронов.

При разработке этого метода мы исходили из следующих соображений. Кинетика зарядки определяется в первую очередь величиной зарядного тока, т. е. количеством электрического заряда, осаждающегося на поверхности мишени к различным моментам времени. Для данной диэлектрической мишени величина зарядного тока зависит не только от свойств мишени, но и от условий, при которых происходит вторичная электронная эмиссия. Последние будут определяться электрическими полями вблизи поверхности мишени.

Рассмотрим подробнее вопрос о фактическом электрическом поле, действующем над поверхностью мишени. Поле над обстреливаемой частью поверхности диэлектрика определяется потенциалами и расположением окружающих его электродов, а также распределением потенциала в самом зарядном пятне и на всей поверхности диэлектрика. Условимся в дальнейшем называть поле, создаваемое окружающими мишень электродами (коллектором) коллекторным полем $E_к$. Поле над пятном, обусловленное распределением потенциала по зарядному пятну, будем называть полем зарядного пятна $E_п$, а поле, возникающее из-за краевых эффектов, — краевым полем $E_{кр}$.

Нормальная составляющая суммарного поля равна:

$$E_{сум\,x} = E_{к\,x} + E_{п\,x} + E_{кр\,x}. \qquad (1)$$

Очевидно, что при наличии неравномерного распределения потенциала по пятну и краевого эффекта величина $E_{сум\,x}$ в различных точках над поверхностью мишени будет иметь различное значение.

В данной статье будет рассмотрен случай возникновения положительного зарядного пятна ($\sigma > 1$).

До тех пор, пока поле $E_{сум\,x}$ над всей мишенью будет ускорять вторичные электроны, отводя их от мишени, в цепи мишени будет протекать максимальный зарядный ток. Эту стадию возникновения пятна мы будем называть зарядкой в условиях полного отбора тока. По мере зарядки поверхности мишени наступает некоторый момент времени τ, когда над какой-либо точкой зарядного пятна $E_{сум\,x}$ становится равной нулю, и поле из тянущего превращается в задерживающее. При этом вторичный ток с данного участка мишени уменьшится, что приведет к уменьшению общего зарядного тока. В дальнейшем нарушение условия отбора будет распространяться на остальные участки зарядного пятна, вследствие чего будет иметь место дальнейшее падение зарядного тока и выравнивание потенциала на поверхности диэлектрика. К некоторому моменту зарядный ток $i_з$ уменьшается практически до нуля. Это приводит к тому, что дальнейшие изменения потенциального рельефа на поверхности диэлектрика происходят чрезвычайно медленно. Время установления такого квазистационарного состояния на поверхности диэлектрика обозначим через $t_{кс}$.

По изменению во времени тока вторичных электронов можно судить о временных изменениях зарядного тока, а следовательно,— о состоянии поверхности мишени. Однако проще непосредственно определять изменение величины зарядного тока при измерениях разностного тока (разность первичного и вторичного токов) в цепи мишени, поскольку именно этот ток является зарядным (в случае, когда можно пренебречь утечками).

Посылая на незаряженную в начальный момент времени поверхность диэлектрика один или несколько одиночных импульсов первичного тока определенной амплитуды и длительности, можно, фиксируя импульсы зарядного тока, определить τ и $t_{кс}$, характеризующие кинетику зарядки.

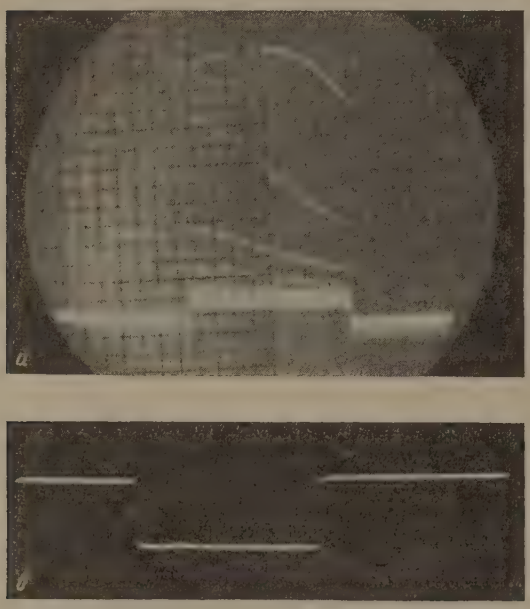


Рис. 1. Осциллограммы импульсов: *а* — разностного и *б* — первичного токов. Длительность импульсов — 100 мксек; интервал между импульсами — 1 сек

Полученные опытные данные находятся в соответствии с этими представлениями. На рис. 1, *а* и *б*, приведены для примера характерные осциллограммы импульсов первичного и разностного токов, полученные при облучении поверхности слюды. Длительность импульсов была 100 мксек. На рис. 1, *а* приведена последовательность импульсов разностного тока с интервалом между импульсами в 1 сек, из которой видно, что амплитуда верхнего (первого) импульса в течение некоторого времени (приблизительно 60 мксек) остается неизменной (сохраняется условие полного отбора вторичного тока); затем следует характерный излом в вершине импульса и медленный спад зарядного тока, продолжающийся в течение 5—6 импульсов (500—600 мксек). После этого ток перестает заметно меняться (яркий импульс на рис. 1, *а*), что соответствует установлению на поверхности некоторого квазистационарного состояния. Таким образом, из этих осциллограмм можно определить как τ, так и $t_{кс}$.

Пользуясь осциллограммами разностного тока, подобными приведенным выше, можно также определить заряд, накопленный мишенью к любому моменту времени.

Количество электричества Q, накопленное поверхностью диэлектрика к моменту времени t, при отсутствии утечки можно определить как площадь импульсов, равную

$$Q = \int_0^t i_1(t)\,dt, \qquad (2)$$

где $i(t)$ — амплитуда зарядного тока. Как видно, например, из рис. 2, начальная амплитуда последующего импульса практически совпадает с конечной амплитудой предыдущего, т. е. за время между импульсами, равное 1 сек, а тем более за время, равное длительности импульса (100 мксек), утечка зарядов практически отсутствует. Это позволяет нам производить подсчет количества электричества, накопившегося на поверхно-

сти к любому моменту времени, по формуле (2), производя графическое интегрирование функции $i(t)$.

Если теперь измерить емкость мишени (в наших условиях это было легко выполнимо, так как в большинстве случаев пучок электронов покрывал всю мишень), то, зная величину накопленного к любому моменту времени заряда, можно определить средний потенциал поверхности мишени, обусловленный этим зарядом в любой момент времени, в том числе и в моменты τ и $t_{кс}$.

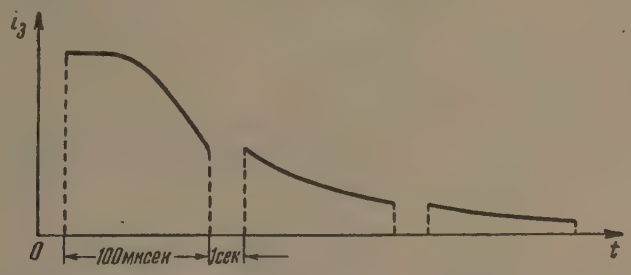


Рис. 2. Последовательность импульсов разностного (зарядного) тока, полученная для слюды при температуре 20° и потенциале на сферическом коллекторе $V_к = 100$ V

Наконец, при использовании описываемого импульсного метода имеется возможность оценить время полной разрядки мишени $t_р$, заряженной до любого потенциала. Посылая на мишень два или более импульсов первичного тока, разделенных некоторым промежутком времени, можно, варьируя этот промежуток, добиться полного воспроизведения формы и величины предыдущего импульса разностного тока последующим. Это возможно в том случае, когда заряд, накапливаемый мишенью за время действия импульса, полностью стекает в промежутке между импульсами.

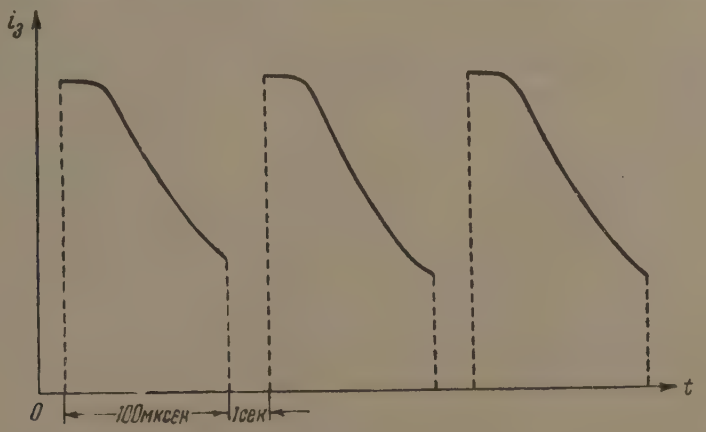


Рис. 3. Последовательность импульсов разностного тока. Мишень — слюда; температура мишени 500°

Минимальное время между посылками импульсов, необходимое для полного восстановления формы и величины импульсов, и представляет собой $t_р$.

Сказанное может быть проиллюстрировано следующими примерами. На осциллограмме рис. 1, *а* и на рис. 2 видно, что амплитуда, соответствующая началу 2-го, 3-го и т. д. импульсов, приблизительно совпадает с конечной амплитудой предшествующего импульса. Это связано с тем, что в данных конкретных условиях (мишень поддерживалась при комнатной температуре) за время между импульсами, равное 1 сек, стекание заряда с поверхности было практически незаметным, т. е. промежуток

между импульсами значительно меньше $t_р$. Последовательность импульсов, приведенных на рис. 3, была, наоборот, снята при таких условиях (температура мишени была около 500°), что форма последующего импульса почти повторяла форму предыдущего. Иначе говоря, $t_р$ в последнем случае приблизительно равно промежутку между импульсами, равному 1 сек.

Для изучения кинетики зарядки была использована установка, схема которой приведена на рис. 4. Установки такого типа использовались ранее для изучения вторичной электронной эмиссии методом одиночных импульсов [8, 9]. Установка, примененная в настоящей работе, отличается

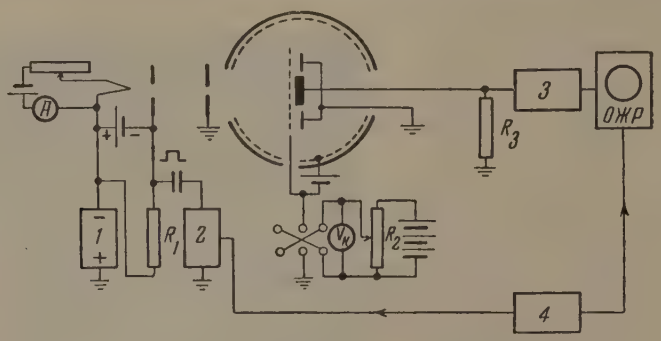


Рис. 4. Блок-схема установки: *1* — источник ускоряющего напряжения, *2* — генератор прямоугольных импульсов, *3* — усилитель импульсов, *4* — генератор пусковых импульсов, *ОЖР* — осциллограф со ждущей разверткой

от указанных тем, что применялись импульсы большей длительности (100—250 мксек) и была изменена конструкция мишени и коллектора. В работе применялась стандартная электронная пушка для получения пучка электронов средних скоростей. Были произведены специальные измерения, которые показали, что распределение плотности тока по сечению пучка описывается кривой, подобной распределению Гаусса. Центральная часть пучка может считаться приблизительно однородной по плотности тока. Вырезая эту часть пучка, можно провести исследование в условиях достаточно однородного по плотности пучка. Это достигалось применением такой конструкции мишени, при которой из расфокусированного пучка диаметром до 12—15 мм поверхностью диэлектрика вырезалась только его средняя часть ф 6 мм. Остальная часть пучка попадала на непосредственно заземленное металлическое кольцо, окружающее мишень. В таких условиях можно было ожидать, что основное влияние на процесс образования зарядного пятна будут оказывать краевые эффекты. Наряду с этим измерения производились также в условиях, когда диаметр электронного пучка был меньше диаметра мишени, а металлическое кольцо отсутствовало.

Помимо обычного сферического коллектора, в качестве коллектора использовалась мелкоструктурная сетка от стандартной телевизионной трубки, которая могла при помощи специального устройства легко устанавливаться на различных расстояниях от поверхности диэлектрика.

Все измерения были проведены при давлении $\sim 10^{-6}$ тор. Были исследованы слюда и различные сорта стекол.

Результаты измерений

1. Если исходить из представлений Мак Кея [4], не учитывающих специфических особенностей зарядки диэлектрика, то импульс зарядного тока должен иметь вид, приведенный на рис. 5. Условия отбора тока

сохраняются до тех пор, пока потенциал поверхности мишени не станет равным потенциалу коллектора, после чего следует непродолжительная дозарядка мишени за счет начальных скоростей вторичных электронов. Иначе говоря, время установления стационарного состояния t_c весьма близко к τ.

Таким образом, следуя Мак Кею, зарядку диэлектрической поверхности до потенциала коллектора $V_к$ (при практическом отсутствии утечки заряда) можно рассматривать как зарядку емкости зарядным током постоянной величины. При этом время τ определяется выражением

$$\tau = \frac{\varepsilon V_к}{4\pi l j (\sigma - 1)}, \qquad (3)$$

где ε — диэлектрическая постоянная диэлектрика, l — толщина диэлектрика, σ — коэффициент вторичной электронной эмиссии, j — плотность первичного тока.

Уже первые измерения показали, что такие представления не соответствуют действительности.

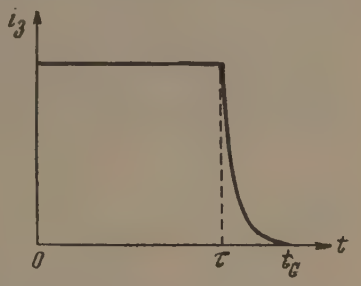


Рис. 5. Схематическое изображение процесса зарядки изолированной металлической мишени без учета краевого эффекта

На рис. 2 приведена последовательность импульсов разностного (зарядного) тока, полученная для слюды при комнатной температуре и потенциале на сферическом коллекторе $V_к = 100$V. Средняя плотность зарядного тока была порядка 2×10^{-6} А см$^{-2}$, мишень вырезала среднюю часть расфокусированного пучка.

Из рис. 2 видно, что в отличие от идеализированного случая, приведенного на рис. 5, условия полного отбора тока нарушаются сравнительно рано, т. е. экспериментально определенное время τ значительно отличается от величины τ, подсчитанной по формуле (3). В то же время дозарядка мишени до стационарного состояния происходит в течение длительного времени. Таким образом $\tau \ll t_c$.

Численный подсчет величины заряда, накапливаемого поверхностью к моментам времени τ и $t_{кс}$, показывает, что после нарушения условия полного отбора вторичного тока, т. е. за время $(t_{кс} - \tau)$ поверхность получает значительную часть от полного заряда, накапливаемого поверхностью к моменту $t_{кс}$ (очень медленный спад зарядного тока со временем).

2. Определение среднего потенциала поверхности зарядного пятна описанным выше способом показывает, что в момент времени τ потенциал поверхности значительно отличается от потенциала положительного электрода (коллектора). Полного заряда, накапливаемого поверхностью к моменту достижения квазистационарного состояния $t_{кс}$, также недостаточно для того, чтобы мишень приобрела потенциал коллектора.

На рис. 6 показана зависимость среднего потенциала поверхности диэлектрика $V_{м.ср}$, подсчитанного по количеству приобретенного поверхностью диэлектрика заряда и емкости мишени к моменту времени $t_{кс}$, от потенциала коллектора $V_к$ при различных расстояниях d между поверхностью мишени и коллектором. Прямая, проведенная под углом 45°, соответствует идеальному случаю, когда $V_{м.ср} = V_к$ (с точностью до нескольких вольт). Экспериментальные кривые указывают на явное отставание среднего потенциала поверхности диэлектрика от потенциала коллектора и на зависимость его от геометрии прибора.

Эти результаты могут быть объяснены на основании картины накопления заряда на поверхности диэлектрика, описанной выше, т. е. при учете полей, обусловленных возникновением самого зарядного пятна. Если вследствие наличия зарядного пятна $E_{сумм} < E_{к.х}$, то, естественно, время τ будет уменьшено по сравнению с величиной τ, вычисленной по формуле (3), и, сле-

довательно, потенциал поверхности в этот момент будет отличаться от $V_к$. По этой же причине квазистационарное состояние поверхности мишени установится при потенциале, меньшем, чем $V_к$. Переход от квазистационарного состояния к стационарному может быть очень длительным; это в свою очередь приведет к тому, что утечки начнут играть заметную роль, и поверхность диэлектрика (даже при достаточно однородном по плотности пучке, покрывающем всю мишень) так и не достигнет потенциала коллектора. Иначе говоря, условие равенства числа приходящих и уходящих с поверхности электронов будет определяться величиной $E_{сумх}$ и токами утечки и лишь частично зависеть от потенциала коллектора $V_к$, поскольку им определяется только одна из составляющих $E_{сумх}$.

3. Теперь необходимо выяснить условия, влияющие на скорость накопления заряда и его величину.

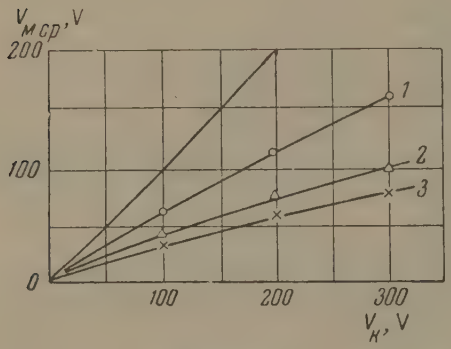


Рис. 6

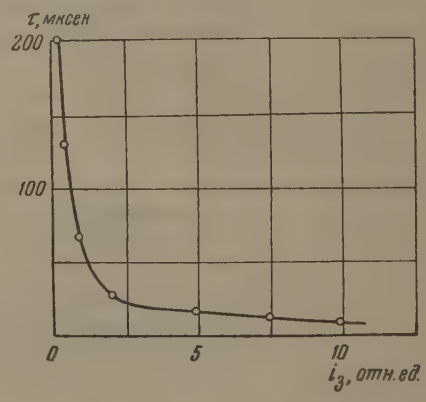


Рис. 7

Рис. 6. Зависимость среднего потенциала $V_{м.ср}$, приобретаемого поверхностью диэлектрика за время $t_{кс}$, от потенциала коллектора $V_к$ при различных расстояниях d между поверхностью мишени и коллектором. Прямая, проведенная под углом 45°, соответствует идеализированному случаю $V_{м.ср} = V_к$; *1* — $d = 1$ мм, *2* — $d = 2$ мм, *3* — сфера радиуса, $r = 60$ мм

Рис. 7. Зависимость времени сохранения условия полного отбора вторичного тока τ от величины зарядного тока $i_в$

На рис. 7 приведена зависимость времени сохранения условия полного отбора вторичного тока τ, от величины зарядного тока $i_з$. Кривая соответствует гиперболическому закону:

$$i_в\tau = Q = \text{const}.$$

Аналогичная зависимость связывает величину $i_з$ с $t_{кс}$. Основываясь на этих результатах, можно пересчитать экспериментально определенные времена зарядки к одному значению зарядного тока. Это позволяет сравнивать τ и $t_{кс}$, измеренные при различных значениях энергии первичных электронов V_p (разных σ) и прочих равных условиях.

Будем называть характеристикой зарядки мишени при данных конкретных условиях зависимость типа τ от $V_к$. На рис. 8 приведены характеристики зарядки для различных значений V_p, полученные со сферическим коллектором радиуса $r = 60$ мм. Из рисунка видно, что в пределах точности опыта нельзя установить зависимость τ от V_p. Подобные опыты, проведенные с различными веществами при различных расстояниях коллектора от мишени, показали, что при всех использованных нами значениях энергии первичных электронов (50 ÷ 2000 eV) и данном коллекторном поле $E_к$ величина τ не зависит от V_p (при пересчете к одной плотности тока) и определяется только моментом накопления поверхностью вполне определенного количества электричества.

Вместе с тем, из рис. 8 видно, что τ нелинейно зависит от величины коллекторного потенциала $V_к$. Такой ход характеристики зарядки может быть объяснен тем, что при бо́льших величинах потенциала коллектора $V_к$ к моменту τ поверхность накапливает большее количество электричества, вследствие чего создаются более сильные локальные поля, влияние которых растет быстрее, чем воздействие изменения потенциала коллектора. Эффект влияния локальных полей отчетливо виден при рассмотрении зависимости процесса зарядки от геометрических факторов.

4. Нами были исследованы характеристики зарядки для различных расстояний d между поверхностью диэлектрика и коллектором. На рис. 9 приведены характеристики зарядки τ от $V_к$ (кривая *1*, *2* и *3*) и $t_{кс}$ от $V_к$ (кривые *1'*, *2'* и *3'*). Характеристики *1* и *1'* снимались при сферическом коллекторе радиуса $r = 60$ мм,

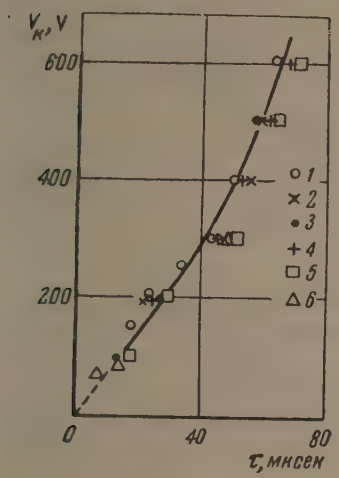


Рис. 8

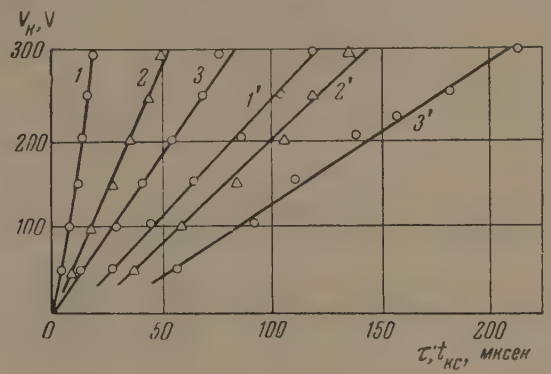


Рис. 9

Рис. 8. Зависимость времени сохранения условия полного отбора вторичного тока τ от величины потенциала коллектора $V_к$ (коллектор — сфера радиуса $r = 60$ мм): *1* — $V_p = 300$ eV, *2* — $V_p = 500$ eV, *3* — $V_p = 700$ eV, *4* — $V_p = 800$ eV, *5* — $V_p = 1000$ eV, *6* — $V_p = 2000$ eV

Рис. 9. Зависимости времени сохранения условия полного отбора вторичного тока τ и времени установления квазистационарного состояния $t_{кс}$ от величины потенциала коллектора $V_к$; *1*, *2* и *3* — зависимости τ от $V_к$ — соответственно для сферы ($r = 60$ мм) и расстояний ($d = 2$ мм и $d = 1$ мм; *1'*, *2'* и *3'* — соответствующие зависимости $t_{кс}$ от $V_к$

характеристики *2* и *2'*, *3* и *3'* — при расстояниях мишень — коллектор (сетка) 2 и 1 мм, соответственно.

На рис. 10 представлены зависимости времени τ от расстояния d между поверхностью мишени и коллектором для различных значений коллекторного потенциала $V_к$. Исходя из этих кривых, можно (при известных l и ε) рассчитать зависимость времени τ от величины напряженности коллекторного поля. Такая зависимость приведена на рис. 11. Видно, что время τ, а следовательно, и потенциал поверхности к моменту τ, линейно связаны с величиной $E_к$. Наклон прямой $\tau = f(E_к)$ зависит от емкости мишени, плотности зарядного тока и распределения плотности в бомбардирующем пучке.

5. Для изучения температурной зависимости зарядки были проведены измерения при различных температурах (от 20° до 500°). Было обнаружено, что с ростом температуры характеристики зарядки, измеренные при прочих равных условиях, смещаются в сторону бо́льших времен (рис. 12). Для стекла и слюды этот эффект мал при малых $V_к$ (особенно в случае слюды). На первый взгляд это может показаться удивительным. Следовало бы ожидать большего увеличения τ. Однако, если учесть, что при применявшихся температурах имело место лишь сравнительно мало ощутимое

возрастание утечек, такой ход представляется нормальным. Очевидно, что при дальнейшем повышении температуры эффект будет выражен значительно резче. С ростом величины $V_к$ температурная зависимость становится более явной. При повышении температуры, вероятно, происходит не только возрастание утечек заряда через вещество мишени, но и умень-

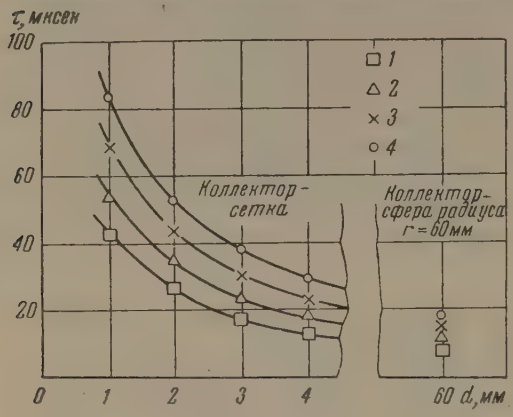


Рис. 10

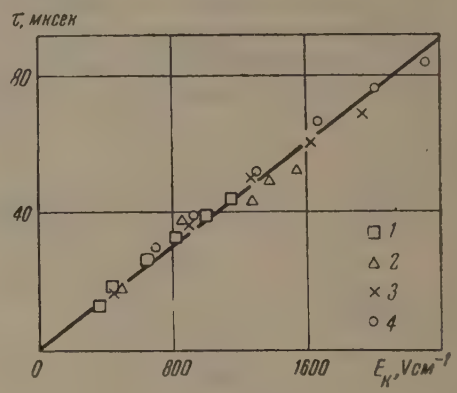


Рис. 11

Рис. 10. Зависимость времени сохранения условия полного отбора вторичного тока τ от расстояния d между поверхностью мишени и коллектором (сеткой): *1* — $V_к = 150$ V, *2* — $V_к = 200$ V, *3* — $V_к = 250$ V, *4* — $V_к = 300$ V

Рис. 11. Зависимость времени сохранения условия полного оборота вторичного тока τ от напряженности коллекторного поля $E_к$: *1* — $V_к = 150$ V, *2* — $V_к = 200$ V, *3* — $V_к = 250$ V, *4* — $V_к = 300$ V

шение локальных полей, так как поверхностные утечки выравнивают потенциальный рельеф. Обе эти причины ведут к увеличению τ. Можно предположить, что при не очень высоких температурах мишени превалирует вторая причина. Косвенным подтверждением этого вывода служит то обстоятельство, что измерения характеристик зарядки при различных температурах с образцов слюды, покрытой виллемитом, показали, что в этом случае

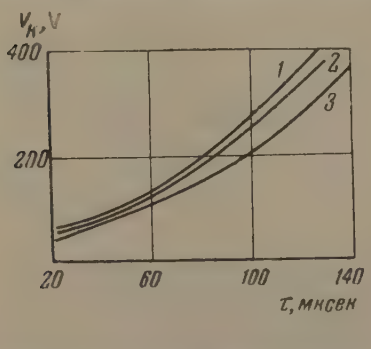


Рис. 12. Температурная зависимость характеристик зарядки. Мишень — стекло ЗС-5. Кривые *1*, *2* и *3* получены, соответственно, при 20°, 200° и 500°

температурная зависимость выражена заметно сильнее. Но так как нанесение виллемита не может существенно изменить объемного сопротивления образцов, то можно предположить, что оно приводит к сглаживанию потенциального рельефа на поверхности, что становится особенно заметным при повышении температуры.

Заключение

1. В работе был применен новый импульсный метод исследования кинетики возникновения и исчезновения зарядов на поверхности диэлектриков при бомбардировке их электронами.

2. Было обнаружено, что, начиная с некоторого момента (момент нарушения условия полного отбора вторичного тока), скорость накопления заряда на поверхности диэлектрика уменьшается, что объясняется влияни-

ем полей, обусловленных возникновением самого зарядного пятна. Влияние этих полей приводит к тому, что в общем случае ни за время установления квазистационарного состояния $t_{кс}$, ни тем более за время τ, поверхность диэлектрика не получает количества электричества, достаточного для зарядки поверхности мишени до потенциала коллектора. Последний может быть вовсе не достигнут вследствие чрезвычайно медленного накопления заряда после установления квазистационарного состояния и заметной роли, которую при этом могут играть утечки.

3. Было показано, что время сохранения условия полного отбора вторичного тока τ линейно растет с ростом напряженности коллекторного поля. Следовательно, количество электричества, накапливаемое поверхностью диэлектрика к моментам времени τ и $t_{кс}$, при данном потенциале коллектора зависит от геометрии прибора.

Так называемая «барьерная сетка», применяемая во многих электронно-лучевых приборах, назначение которой, по сложившемуся мнению, состоит лишь в устранении «засева» окружающих пятно участков мишени вторичными электронами, служит также для увеличения времени τ, т. е. для углубления потенциального рельефа и ускорения процесса зарядки до заданного потенциала при бомбардировке диэлектрика электронным пучком.

4. Обнаружено, что величины τ и $t_{кс}$, характеризующие кинетику зарядки, при средних энергиях бомбардирующих электронов не зависят от их энергии, а определяются при данных конкретных условиях величиной накопленного заряда.

Авторы выражают свою глубокую благодарность А. Р. Шульману за предложение темы, постоянное внимание и ценные советы, а также студентам В. В. Башенко и Т. А. Корякиной, принимавшим участие в измерениях.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Цитированная литература

1. Черепнин Н. В., Электроника и радиотехника, **1**, 1 (1956).
2. Кноль М. и Кэйзан Б., Электронно-лучевые трубки с накоплением зарядов. Перевод с англ., под ред. М. М. Вейсбейна.— Госэнергоиздат, 1955.
3. Лаут В. Н., Любович Л. А., Запоминающее устройство на электронно-лучевых трубках быстродействующей электронной счетной машины Академии наук СССР, 1957.
4. McKay J. G., J, Appl. Phys., **22**, 89 (1951).
5. Яснопольский Н. Л., Тр. Ин-та автоматики и телемеханики АН СССР, **2**, 70 (1952).
6. Упатов В. Я., Радиотехника и электроника **2**, 193 (1957).
7. Hinterberger H., Z. Phys., **114**, 98 (1939).
8. Шульман А. Р., Македонский В. Л., Ж. техн. физ., **22**, 1542 (1952).
9. Шульман А. Р., Дементьев Б. П., Ж. техн. физ., **25**, 2257 (1955).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ И. Р. ЗАКИРОВОЙ и С. А. ФРИДРИХОВА

В. Я. Упатов.— Как измеряется потенциал поверхности при движении пучка по мишени?

И. Р. Закирова.— Зондирующий пучок малой интенсивности (0,5 мм) отклонялся пластинами, на которые подавались отдельные импульсы пилообразного напряжения. На коллектор при этом подавалось то или иное постоянное напряжение. Ток в цепи мишени будет равен нулю в тот момент времени, когда пучок проходит элемент поверхности с потенциалом, равным примерно потенциалу коллектора. За каждый пилообразный импульс, т. е. за каждое «прочерчивание» мишени пучком, таким образом, определяются все точки поверхности, лежащие на одной прямой, с одинаковыми значениями потенциала.

А. В. Морозов.— На кривой распределения потенциала положительного зарядного пятна за его границами, куда попадают медленные вторичные электроны, выбитые из области пятна и отброшенные туда полем пятна, должны быть области с отрицательными зарядами (потенциалами).

Есть ли они на ваших кривых?

И. Р. Закирова.—Экспериментальные кривые не имеют участков с отрицательными потенциалами.

Зернов.— Периферия мишени не будет заряжаться отрицательно, так как вторичные электроны отсасываются электрическим полем.

Л. Н. Добрецов.— Поле положительного зарядного пятна в пределах пятна задерживает вторичные электроны. Но вне пятна направление этого поля будет противоположным, т. е. поле действует на электроны с силой, «отгоняющей» их от поверхности к коллектору. Это поле вместе с полем коллектора и не допустит «засева» поверхности вторичными электронами вне пятна.

А. А. Мостовский.— Из-за гауссова распределения плотности тока в первичном пучке, он строго говоря, перекрывает всю поверхность мишени, и при очень большом времени облучения положительное зарядное пятно займет всю мишень.

И. Р. Закирова соглашается с замечанием Добрецова. Делает критическое замечание по поводу возможностей метода измерения распределения потенциала на поверхности диэлектрика, использованного в работе Упатова.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

М. Л. КАПИЦА

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ С МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ПОКРЫТЫХ ПЛЕНКАМИ ОКИСЛОВ

1. Введение

Известно, что спектр энергии вторичных электронов, особенно в области небольших значений энергии первичных электронов $U_п$, существенным образом зависит от состояния поверхности объекта исследования. Эта зависимость проявляется в различных участках спектра, соответствующих медленным истинно-вторичным электронам, быстрым электронам и упруго отраженным электронам. Наиболее отчетливо зависимость спектра от состояния поверхности выражена в области медленных истинно-вторичных электронов.

Распределение медленных электронов, эмиттированных чистыми поверхностями металлов и диэлектриков, существенно различается: для диэлектриков распределение имеет максимум в области 0÷2 V, полуширина максимума — порядка 1,5÷2V; для металлов максимум кривой распределения вторичных электронов лежит в области 4÷6 V, полуширина максимума достигает величины более 10 V [1].

Было замечено, что при загрязнении поверхности металла часть спектра, соответствующая медленным электронам, изменяется и по своему виду начинает приближаться к спектру вторичных электронов диэлектрика [1]. Это наблюдение требовало тщательной проверки. Если, действительно, указанное явление имеет место, то оно может быть использовано для контроля чистоты поверхности металлов и по виду кривой распределения медленных вторичных электронов по скоростям можно будет делать некоторые заключения о состоянии поверхности металла.

Задачей настоящей работы является детальное исследование различия между спектрами медленных вторичных электронов, эмиттированных чистыми металлическими поверхностями и поверхностями металлов, покрытых пленками окисей этих же металлов. В задачу работы входило также выяснение вопроса о возможности использования этого различия для контроля чистоты поверхности металла.

Весьма интересный вопрос о причине изменений спектра при загрязнении поверхности выходит за рамки настоящей работы.

2. Методика измерений

Измерения проводились в сферическом конденсаторе при постоянной откачке при давлении не хуже $5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.

Использовался метод электрического дифференцирования кривых задержки вторичного тока на коллектор. Схема измерений позволяла получать на экране осциллографа непосредственно кривую распределения вторичных электронов по скоростям. Получаемая на экране осциллографа картина фотографировалась [2]. Энергия первичных электронов $U_п$ при измерениях изменялась в интервале 20÷400 eV, причем было показано, что в указанных пределах нет зависимости вида кривых распределения от $U_п$.

3. Результаты измерений

Нами были исследованы никель, медь, молибден и тантал. Качественно все закономерности для этих металлов оказались сходными. Поэтому мы изложим здесь лишь основные результаты, полученные нами для никеля, который был исследован наиболее подробно.

Для исследования были выбраны следующие объекты.

1. Образцы никеля Н-1, вырезанные из ленты толщиной 0,1 мм (обычно применяющейся в электровакуумном производстве) и не подвергавшиеся до измерений никаким механическим, химическим или термическим обработкам. В дальнейшем будем называть подобный материал необработанным никелем.

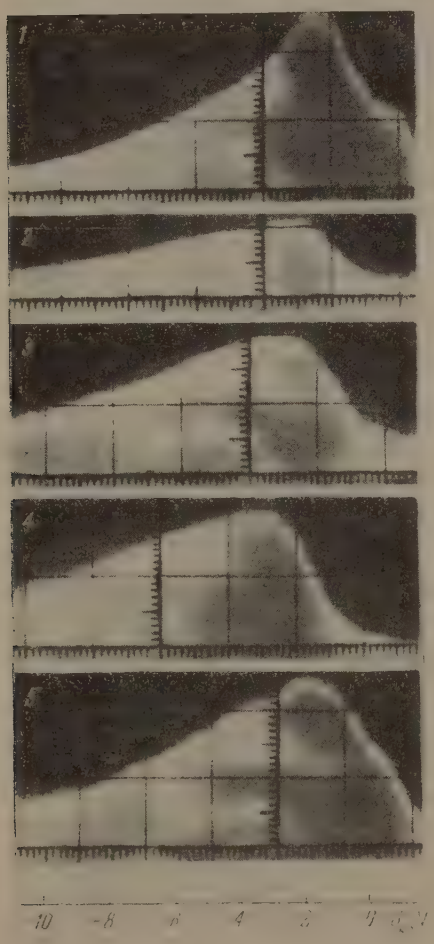


Рис. 1—5

2. Образцы из той же ленты, подвергнутые интенсивной термической обработке (нагреванию свыше 1000°) в высоком вакууме. В дальнейшем мы будем называть такого рода образцы чистыми, так как известно, что подобная термическая обработка приводит к очистке металлической поверхности. Мы считали эталоном чистоты никеля состояние обработанной таким образом поверхности никеля при вакууме порядка 10^{-7} мм рт. ст. и при температуре 850÷900°. Такая температура необходима для того, чтобы можно было пренебречь адсорбцией остаточных газов.

3. Образцы никеля, покрытые пленкой адсорбированного газа; поверхность обрабатывалась так же, как для получения чистого никеля, а затем охлаждалась и выдерживалась в атмосфере остаточных газов до наступления стационарного состояния.

4. Образцы, покрытые пленкой окисла, готовились из никеля, обработанного таким же способом, какой применялся для получения чистого никеля, и затем прогретого в форвакууме или в воздухе при температурах порядка 500÷600°. Был использован также электролитический способ окисления поверхности.

На рис. *1* приведена типичная фотография части кривой распределения вторичных электронов по скоростям для необработанного никеля. Максимум на этой и следующих фотографиях представляет собой максимум кривой, соответствующий медленным истинно-вторичным электронам. Как видно из рис. *1*, большинство вторичных электронов обладает энергией, лежащей в пределах 1,0÷1,5 eV. Полуширина максимума колеблется в пределах 3,5÷4,5 V. Обращает на себя внимание группа электронов, для выхода которых в вакуум необходимо приложить некоторый ускоряющий потенциал электронов с так называемыми «недостаточными энергиями».

На рис. *2*, *3* приведены кривые распределения для никеля, подвергнутого легкому прогреву (600÷700°). По сравнению с кривыми для необработанного никеля они изменяются в следующем направлении: максимумы

смещаются влево — увеличивается число более быстрых электронов. Увеличивается полуширина кривых. Уменьшается число электронов с недостаточными энергиями.

На рис. *4* приведена кривая распределения, полученная после 6-часового прогрева никеля при 900°. Измерения в этом случае велись с горячей мишени для предотвращения адсорбции остаточных газов. Большинство вторичных электронов обладает энергией порядка 4 eV. Полуширина кривой ~10 V. Полностью отсутствуют электроны с «недостаточными энергиями» (в пределах точности измерений), т. е. существует хорошее насыщение кривой задержки при $U_к \approx 0$V. Последующий 30-часовой прогрев не приводит к заметному изменению этой кривой.

Искусственное окисление чистого никеля приводило кривую распределения к виду, характерному для необработанного никеля (рис. *1*). Это позволяет сделать заключение о том, что на поверхности необработанного никеля всегда имеет место оксидная пленка.

Сопоставление данных, приведенных на рис. *1* и *4*, позволяет сделать некоторые выводы. Кривые распределения медленных вторичных электронов, эмиттированных чистой и загрязненной поверхностями по энергиям, различаются по трем основным признакам: а) положению основного максимума кривой распределения, б) полуширине этого максимума и в) наличию или отсутствию группы электронов с недостаточными скоростями. Каждый из этих признаков может являться критерием для определения чистоты поверхности.

Однако для того чтобы иметь возможность судить по этим признакам о наличии пленки окисла на металле, надо быть уверенным в том, что пленка адсорбированного на поверхности газа не дает подобных результатов.

Для проверки влияния адсорбции газов на кривую распределения вторичных электронов по энергиям мишень доводилась нами до состояния, соответствующего чистой поверхности. Затем, после получения чистой поверхности, подогрев мишени прекращался и фотографировались осциллограммы, полученные с остывающей поверхности, через определенные промежутки времени. Пятиминутное пребывание мишени в вакууме приводит кривую распределения к стационарному состоянию (рис. *5*). Такого рода вид энергетического спектра вторичных электронов можно отнести к поверхности чистого никеля, покрытого пленкой адсорбированного газа. Характерно, что очень непродолжительный прогрев вновь приводит кривую к состоянию, характерному для чистой поверхности.

Сравним теперь рис. *1*, *4* и *5*, соответствующие никелю, покрытому пленкой окисла, чистому никелю и чистому никелю при наличии на его поверхности пленки адсорбированного газа.

При наличии пленки газа на поверхности чистого никеля кривая распределения становится более схожей в некоторых отношениях с таковой для никеля, покрытого пленкой окисла. Именно положение максимума примерно совпадает с его положением для окисленного никеля и появляется заметная группа электронов с «недостаточными энергиями». Однако вместе с тем имеется и существенное различие: именно полуширина максимума при наличии пленки окисла (рис. *1*) заметно меньше, чем в случае пленки адсорбированных газов (рис. *5*). Основной максимум кривой распределения выражен в случае рис. *1* более резко, чем в случае рис. *5*.

Таким образом, по этому признаку можно различить наличие на металле пленки окисла от наличия пленки адсорбированного газа.

Особо следует остановиться на вопросе об электронах с так называемыми «недостаточными энергиями». Как известно, ранее во многих работах наблюдались подобные электроны, причем часто энергии, необходимые для поступления их в вакуум, превышали несколько десятков вольт. В работе [3], выполненной в нашей лаборатории, было показано, что если предотвратить зарядку поверхности у монокристаллов щелочно-галоидных соединений, то кривая задержки насыщается вблизи нуля, и электроны

с такими «недостаточными скоростями» отсутствуют. Более детальное изучение этого вопроса показало, что при предотвращении зарядки у изучавшихся нами пленок имеет место наличие электронов с «недостаточными энергиями» порядка нескольких вольт.

По-видимому, причиной появления электронов с небольшими «недостаточными энергиями» у исследованных пленок является наличие на поверхности микрополей, либо возникающих при бомбардировке пленок, либо появляющихся вследствие неоднородности поверхности [4].

Проделанные измерения позволяют сделать следующие выводы.

1. Подтверждено, что кривая распределения вторичных электронов по энергиям в области, соответствующей медленным истино-вторичным электронам, весьма чувствительна к состоянию поверхности. Выяснение причин этого должно быть предметом дальнейших исследований.

2. Обнаружено наличие в спектре вторичных электронов, эмиттированных поверхностями, покрытыми пленками окислов или адсорбированного газа, группы электронов с небольшими «недостаточными энергиями» в условиях, когда зарядка поверхности исключена.

3. Существует ряд параметров (положение и полуширина максимума медленных вторичных электронов, наличие или отсутствие электронов с «недостаточными энергиями»), которые различны у поверхности чистого металла и металла, покрытого пленкой окисла. По полуширине указанного максимума можно также различать поверхности металлов, покрытые пленками окислов или адсорбированных газов.

4. Полученные данные дали возможность сконструировать прибор, посредством которого можно контролировать чистоту поверхности металла.

Автор выражает глубокую благодарность А. Р. Шульману за предложение темы, постоянное внимание к работе и полезные советы.

Цитированная литература

1. Шульман А. Р., Изв. АН СССР. Сер. физ., **20**, 1008 (1956).
2. Шульман А. Р., Фарбштейн И. И., Докл. АН СССР, **104**, 56 (1955).
3. Шульман А. Р., Ж. техн. физ., **25**, 2150 (1955).
4. Лепешинская В. Н., Изв. АН СССР. Сер. физ., **20**, 1025 (1956).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ М. Л. КАПИЦЫ

И. М. Бронштейн.— Как измерялась контактная разность потенциалов?

М. Л. Капица.— Она не измерялась.

И. М. Бронштейн.— Как можно делать выводы о смещении максимумов кривой без учета контактной разности потенциалов?

М. Л. Капица.— Максимум смещался примерно на 4 V: для грязной поверхности он был расположен при 1—1,5 V; для чистой — при 4,5—5 V. Контактная разность потенциалов не могла меняться на столь большую величину.

Н. Б. Горный.— Вы считаете, что прогрев при 900° приводит к снятию пленки окислов и грязи?

М. Л. Капица.— Да.

Г. П. Прудковский.— Вы не пробовали очищать поверхность при помощи катодного распыления?

М. Л. Капица.— Нет.

Д. Г. Булыгинский.— А Вы не производили более сильного прогрева?

М. Л. Капица.— Для никеля мы это делали, но это не меняло результатов.

Д. Г. Булыгинский.— Какова природа левого маленького максимума на фото?

М. Л. Капица.— На этот вопрос я ответить сейчас не могу.

В. С. Гусельников.— Почему после охлаждения образца появляются электроны с недостаточными скоростями?

М. Л. Капица.— Этот вопрос еще требует дальнейшего изучения.

А. Р. Шульман.— Кривые распределения вторичных электронов по энергиям для металлов и диэлектриков сильно различаются. Грязный металл дает ту же форму и положение кривой, что и диэлектрики. Кривые, получающиеся после охлаждения поверхности, т. е. после адсорбции на ней остаточных газов, отличаются от кривых, полученных для газов и занимают промежуточное положение.

Шефтер.— Подобным методом получены нами аналогичные кривые распределения для Al-Mg-сплавов. Для прогретого (до 450°) сплава получаются плавные кривые. Если производилось окисление сплава в атмосфере кислорода, то на кривой получались горбики в области, соответствующей недостаточным энергиям электронов.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. А. МОСТОВСКИЙ, О. Б. ВОРОБЬЕВА и К. А. МАЙСКАЯ

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА МНОГОЩЕЛОЧНЫХ ФОТОКАТОДОВ

В последние годы появилось несколько новых типов эффективных фотокатодов, из них висмуто-серебряно-цезиевые (ВСЦ) фотокатоды уже нашли широкое применение в технике и их свойства в значительной мере изучены.

Многощелочные фотокатоды, появившиеся года два назад и впервые описанные Соммером [1, 2], исследованы в меньшей степени. В настоящей статье излагаются основные результаты исследований таких многощелочных фотокатодов.

Нами рассматривались методы получения таких фотокатодов, их основные свойства и проведено сравнение этих свойств со свойствами ранее известных фотокатодов, в первую очередь сурьмяно-цезиевых (СЦ) и ВСЦ.

Фотокатоды изготавливались путем последовательной обработки слоя сурьмы щелочными металлами. Наиболее эффективной оказалась обработка слоя сурьмы сначала калием, а потом натрием и цезием.

Нами делались попытки замены калия литием, однако это не дало какого-либо выигрыша ни в интегральной, ни в спектральной чувствительности. Как оказалось впоследствии, использованный нами литий имел следы натрия и калия, которых было достаточно для образования обычных Sb-K-Na-Cs-фотокатодов, а не Sb-Li-Na-Cs-, как ожидалось.

Для многощелочных фотокатодов существенным является соблюдение надлежащей дозировки щелочных металлов. Обычно контроль осуществлялся нами по фототоку, а иногда — по проводимости слоя фотокатода (проводимость более чувствительна к изменениям количества щелочных металлов). Обычно максимуму фототока предшествует минимум проводимости. Для более строгой дозировки нами использовались капилляры, однако впоследствии дозировка осуществлялась подбором штенгелей и соответствующих температур печей.

В процессе изготовления получены фотокатоды с чувствительностью от 80 до 150 $\mu A\ lm^{-1}$, а отдельные образцы — до 200 $\mu A\ lm^{-1}$ ($T_{цв}$ =2854 K).

Спектральные характеристики фотокатодов снимались нами в интервале длин волн 400÷1000 mμ. Вид спектральных характеристик приведен на рис. 1, где для сравнения приведены характеристики ВСЦ- и СЦ-фотокатодов.

Величина квантового выхода для Sb-K-Na-Cs-фотокатодов при длине волны 400 mμ достигает 1/5 электрон на квант для лучших образцов, что примерно равно квантовому выходу лучших полупрозрачных СЦ-катодов. Однако чувствительность многощелочных фотокатодов в области длин волн 400÷500 mμ все же остается меньшей, чем у лучших образцов СЦ-фотокатодов. Большая фоточувствительность новых фотокатодов определяется в основном большей чувствительностью в области длин волн 550÷850 mμ.

Параллельно измерению спектральной чувствительности нами определялись и оптические свойства фотокатодов на всех стадиях их изготовления. На рис. 2, 3, 4 приведены кривые, показывающие изменение оптических свойств при последовательной обработке сурьмы щелочными металлами.

Как следует из приведенных кривых, обработка натрием после калия приводит к заметному изменению не только спектральной чувствительности, но и оптических свойств. Слои на просвет из фиолетовых становятся желтыми. Обработка же цезием Sb-K-Na-фотокатодов, как это видно из

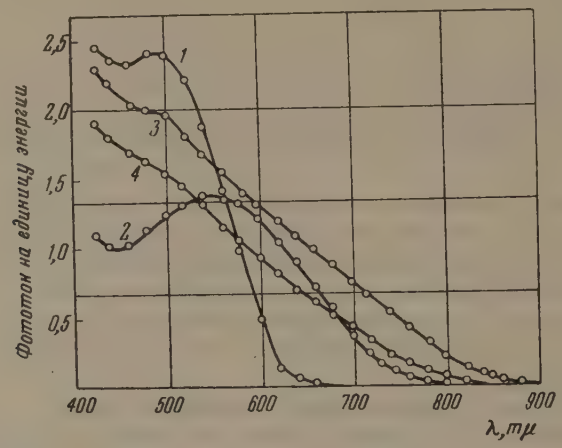


Рис. 1. Спектральные характеристики фотокатодов: *1*—Sb-Cs, $\varepsilon = 75\ \mu A\ lm^{-1}$, *2*— BiO-Ag-Cs, $\varepsilon = 92\ \mu A\ lm^{-1}$, *3* — Sb-K-Na-Cs, $\varepsilon = 200\ \mu A\ lm^{-1}$, *4* — Sb-K-Na-Cs, $\varepsilon = 100\ \mu A\ lm^{-1}$

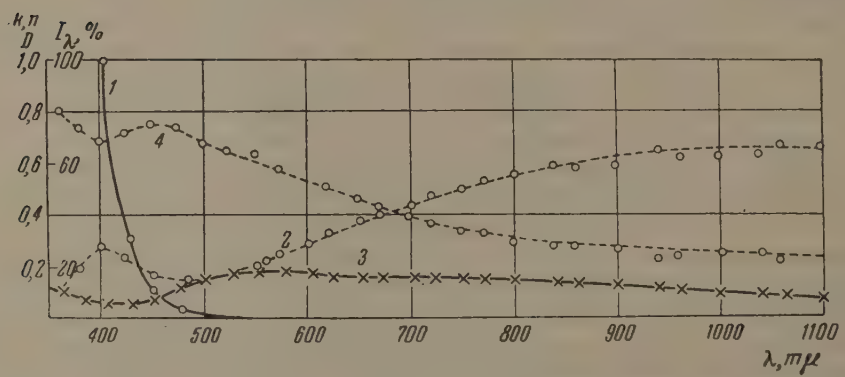


Рис. 2 Фотоэлектрические и оптические свойства Sb-K-фотокатодов: *1* — спектральная характеристика фоточувствительности, *2* — кривая прозрачности, *3* — кривая отражения, *4* — кривая поглощения

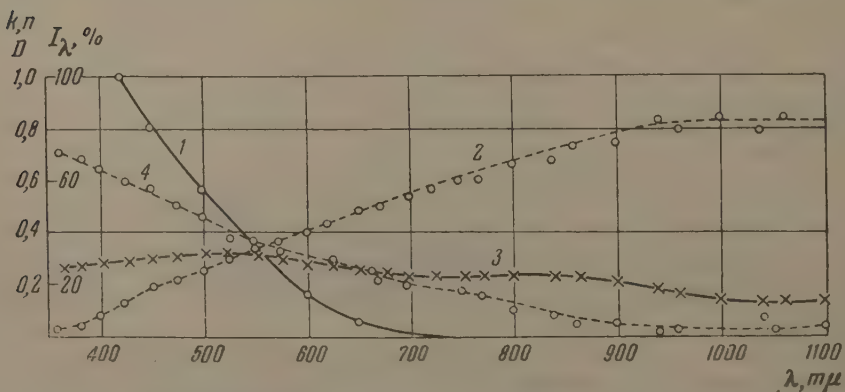


Рис. 3. Фотоэлектрические и оптические свойства Sb-K-Na-фотокатодов: *1* — спектральная характеристика фоточувствительности, *2* — кривая прозрачности, *3* — кривая отражения, *4* — кривая поглощения

рис. 3 и 4, практически не влияет на оптические свойства, вызывая лишь изменение спектральной чувствительности.

Как следует из приведенных рисунков, после цезирования величина «внешней» работы выхода изменяется на величину 0,5—0,4 eV, величина же «внутренней» работы выхода, судя по границе поглощения, не изменяется.

Это изменение величины потенциального барьера на границе фотокатод — вакуум может быть осуществлено не только цезированием, но и сенсибилизацией кислородом. Как правило, Sb-K-Na-Cs-фотокатоды

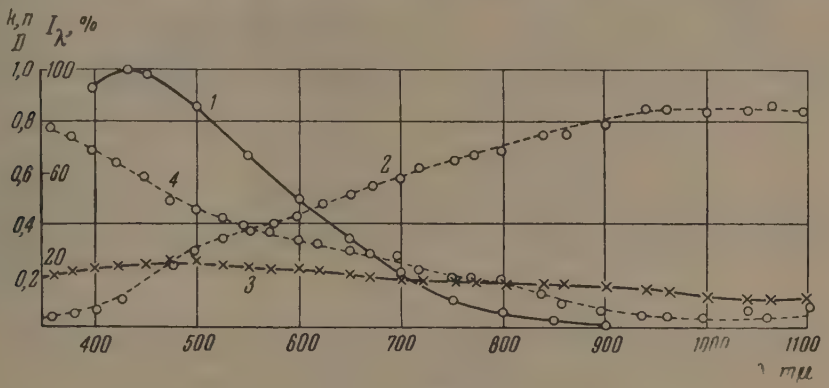


Рис. 4. Фотоэлектрические и оптические свойства Sb-K-Na-Cs-фотокатодов: *1* — спекральная характеристика фоточувствительности, *2* — кривая прозрачности, *3* — кривая отражения, *4* — кривая поглощения

нами изготавливались без сенсибилизации кислородом, так как высокочувствительные многощелочные фотокатоды отравлялись малыми порциями кислорода. Однако в процессе работы оказалось, что в ряде случаев цезий не дает существенного увеличения чувствительности при очувствлении Sb-K-Na-фотокатодов; в этих случаях нами создавались в слое избытки цезия и производилась сенсибилизация кислородом. Это также позволяло получать фотокатоды с чувствительностью >100 μA lm^{-1} и спектральной характеристикой, типичной для многощелочных фотокатодов.

Однако при этом существенно увеличиваются темновые токи и пропадает одно из основных преимуществ этого фотокатода. Темновые токи Sb-K-Na-Cs-фотокатода невелики и составляют 10^{-16} А $см^{-2}$ при комнатной температуре. Величина термоэлектронной работы выхода лежит в пределах 1,1÷1,2 eV для разных образцов фотокатодов (рис. 5).

Проводимость многощелочных фотокатодов имеет явно выраженный полупроводниковый характер. Величина энергии активации, определенная из наклона кривых зависимости проводимости от температуры, равна ~0,4—0,6 eV для разных образцов (рис. 6). Знак носителей, определенный по знаку термо-э. д. с.,— дырочный.

Величина энергии активации имеет примерно одно и то же значение, как для Sb-K-Na-, так и для Sb-K-Na-Cs-фотокатодов, что также указывает на то, что роль цезия сводится лишь к изменению потенциального барьера на поверхности слоя фотокатода и не связана с изменением объемных свойств.

Слои многощелочных фотокатодов обладают фотопроводимостью, причем проводимость весьма инерционна. Время установления фотопроводимости после включения и выключения света занимает минуты и десятки минут.

С практической точки зрения существенным является вопрос стабильности таких фотокатодов. У нас пока имеются предварительные данные, показывающие, что утомление многощелочных фотокатодов сравнительно

невелико. Мы испытывали фотокатоды в течение 100 час при освещении $E=50$ lx и $U=450$ V (рис. 7).

Таким образом, приведенные данные, касающиеся основных свойств фотокатодов, указывают на то, что механизм фотоэмиссии Sb-K-Na-Cs- и СЦ-фотокатодов имеет много общего, и, по-видимому, схема Бартона применима к обоим типам фотокатодов.

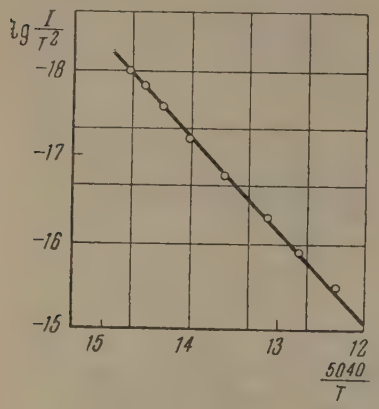


Рис. 5

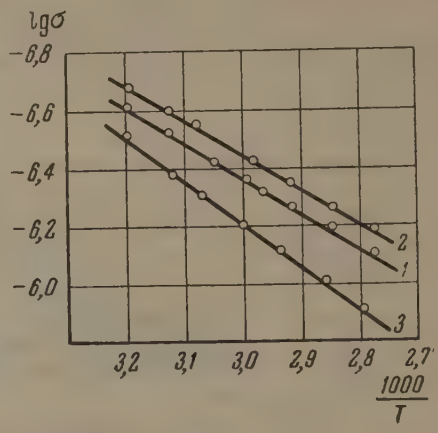


Рис. 6

Рис. 5. Температурный ход термоэмиссии Sb-K-Na-Cs-фотокатодов: $\varepsilon=100$ μ A lm^{-1}, $\varphi_T=1{,}1$ eV

Рис. 6. Температурный ход проводимости: *1* — Sb-K-Na, $Q=0{,}57$ eV, *2* — Sb-K-Na-Cs, $Q=0{,}52$ eV, *3* — Sb-Cs, $Q=0{,}60$ eV

Бóльшая чувствительность Sb-K-Na-Cs-фотокатодов в длинноволновой области по сравнению с спектральной чувствительностью СЦ-фотокатодов связана с бóльшим поглощением. Увеличение чувствительности Sb-K-Na-Cs-фотокатодов по сравнению с Sb-K-Na-фотокатодами, при неизменном поглощении связано с уменьшением «внешней» работы выхода.

Нами пока не установлено, какова стехиометрия эффективных фотокатодов.

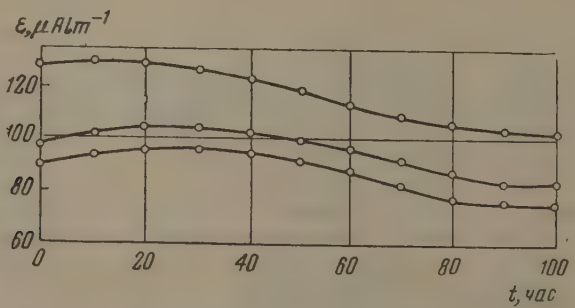


Рис. 7. Изменение интегральной чувствительности Sb-K-Na-Cs-фотокатодов при утомлении

Соотношение натрия и калия, определенное в эффективных катодах, получилось близким к приведенному в статьях Соммера [1, 2]. В исследованных нами образцах это соотношение колебалось в пределах 1,5÷1,9.

Такое соотношение устанавливается в слое при нашем методе изготовления, по-видимому, в результате реакции замещения, если предположить, что при обработке калием образуется соединение типа SbK_3, а у эффективных фотокатодов стехиометрия должна быть SbM_3.

Из литературных данных [3] известно, что при обработке сурьмы цезием наблюдаются три фазы образования слоя: Sb_3Cs_5, Sb_3Cs_7 и $Sb\,Cs_3$. Фоточувствительным же является только соединение $SbCs_3$. Если предполагать, что подобные интерметаллические соединения образуются и при последовательной обработке щелочными металлами (калием и натрием), а замещения одного металла другим не происходит, то отношение натрия к калию должно быть отличным от 2 : 1, что противоречит опыту.

Если же справедливо предположение, высказанное нами, то технология изготовления многощелочных фотокатодов может быть существенно упрощена.

Авторы выражают благодарность сотрудникам В. И. Сафроновой и Л. И. Бисеркиной за изготовление ряда образцов и экспериментальных приборов.

Цитированная литература

1. Sommer A., Rev. Sci. Instr., **26**, 725 (1955).
2. Sommer A., Trans. I. R. E. on Nuclear Science NS — **3**,4,8—12 (1956).
3. Меньшиков М., Ж. техн. физ., **5**, 579 (1947).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ А. А. МОСТОВСКОГО, О. Б. ВОРОБЬЕВОЙ и К. А. МАЙСКОЙ

В. С. Гусельников.— Есть ли у Вас какие-либо соображения о структуре фоточувствительного слоя?

А. А. Мостовский.— Определенных соображений нет. Следует принимать во внимание размеры ионов, входящих в решетку. Что же касается сурьмы, то мы ее решетки не знаем.

Щеглов — Изучалась ли холодная эмиссия с Ваших фотокатодов?

А. А. Мостовский.— Нет, не изучалась.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

П. Г. БОРЗЯК, В. Ф. БИБИК и О. Г. САРБЕЙ

ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ НЕКОТОРЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КАТОДОВ С УМЕНЬШЕННОЙ РАБОТОЙ ВЫХОДА

Большое внимание физиков привлечено сейчас к электронным процессам в полупроводниках. Поэтому актуальной является задача возможно полного исследования всех относящихся сюда явлений, в том числе и фотоэлектронной эмиссии. В отношении последней большой интерес представляют измерения в возможно широком спектральном интервале. Однако известной трудностью является то обстоятельство, что обычно чистые полупроводники, как и чистые металлы, характеризуются большой работой выхода электронов, что и ограничивает узкими пределами спектральный интервал возможных исследований. Переход к вакуумному ультрафиолету, помимо технических усложнений, неприятен еще и тем, что в этом случае невозможно обеспечение надлежащих вакуумных условий. Поэтому у нас и возникла мысль [1] об обеспечении расширения спектрального интервала за счет снижения работы выхода у исследуемых фотокатодов.

Моргулис и Гаврилюк [2] показали, что большое снижение работы выхода у металлических катодов может быть осуществлено при помощи адсорбированной пленки BaO. Нами и Гаврилюком [3] была показана эффективность этого метода и в отношении германия как представителя полупроводников. В настоящей работе мы распространили этот метод также на другие объекты.

Для наших опытов мы пользовались приборами вида, изображенного на рис. 1. В длинной цилиндрической вакуумной стеклянной трубке *1* вдоль траверз *10* могли перемещаться металлические каретки *11* и *12*, изготовлявшиеся из вольфрама или тантала. Мы специально не добивались совершенной очистки поверхностей кареток, а тренировали их лишь с целью обеспечения достаточно хорошего вакуума в трубке. Размеры и количество кареток в разных случаях были разными: одна из них обычно бывала контрольной, ее поверхность во все время опытов оставалась неизменной; на другую наносилась испарением пленка исследуемого полупроводника; третья служила металлическим катодом для сравнительных исследований.

Напыление полупроводника производилось из находившегося в отростке *5* испарителя *6*. Учитывая возможность частичного термического разложения, мы в некоторых опытах производили испарение всей взятой порции полупроводника, чтобы обеспечить возможность восстановления условий, близких к стехиометрии в напыленной пленке*. В том же, а иногда в другом, отростке находился испаритель BaO 7, хорошо заэкранированный от предыдущего (иногда испарителей было два). Для равномерного нанесения BaO на поверхность полупроводника или металла распы-

* Четыре из получившихся одинаковым образом пленок InSb были даны Р. М. Хайкиной для электронографического анализа, подтвердившего структуру InSb во всех четырех случаях.

литель располагался на большом расстоянии от траверз. В таком случае мы работали по методу порционного подпыления BaO, производя измерения после испарения каждой порции. В других случаях на длинную каретку с полупроводниковой пленкой наносили пленку BaO переменной «толщины». Тогда испаритель располагался на близком расстоянии под одним из концов каретки. Во многих случаях мы производили одновременное напыление BaO (равномерное или клинообразное) на расположенные рядом полупроводниковую и металлическую поверхности.

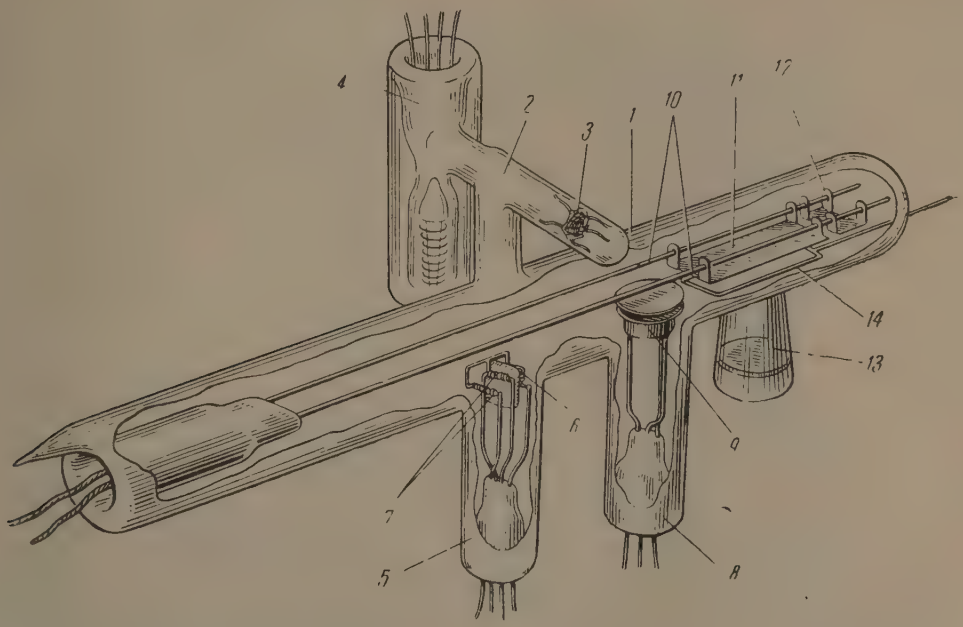


Рис. 1. Экспериментальный прибор: *1* — баллон прибора; *2* — отросток для припайки трубки с геттером (*3*) и манометрической лампы (*4*), *5* — отросток для испарителей полупроводникового вещества (*6*) и окиси бария (*7*); *8* — отросток с электронной пушкой (*9*); *10* — молибденовые траверзы для подвешивания скользящих кареток (*11* и *12*), *13* — отросток с окном из увиолевого стекла, *14* — коллектор фотоэлектронов

Еще один отросток *13* служил для снабжения баллона окошком для фотоэлектрических измерений. Той же цели служила впаянная в баллон металлическая рамка *14*, являвшаяся анодом.

Трубка после монтажа напаивалась на вакуумную установку, на которой производилась откачка в течение нескольких дней с необходимой тренировкой баллона, внутренних металлических частей, геттера и испарителей. Частично перед отпайкой, частично после отпайки распылялся помещенный в отростке *2* геттер *3*, после чего баллон дооткачивался ионизационным манометром *4* типа Альперта до давления $p \leqslant 10^{-9}$ мм рт. ст.

После откачки производилось напыление полупроводниковой пленки, часто без заметного ухудшения вакуума. В некоторых случаях давление в лампе при этом повышалось до $p \approx 1 \cdot 10^{-8}$ мм, но вакуумные условия после окончания распыления восстанавливались. После сформирования пленки снимались вольт-амперные характеристики термоэлектронного тока с находившейся в отростке *8* пушки *9* на контрольную и исследуемую металлические пластинки и на пластинку с полупроводниковой пленкой. В результате получались контактные разности потенциалов между этими поверхностями. Постоянство контактного потенциала вдоль полупроводниковой поверхности контролировалось и всегда в наших опытах соблюдалось.

Далее при достаточно неизменных вакуумных условиях производилось осторожное напыление на исследуемые поверхности окиси бария. После каждого подпыления BaO проверялось постоянство контактного потенциала контрольной пластинки, а затем определялось, по методу сдвига вольт-амперных характеристик, изменение работы выхода у исследуемых поверхностей. После каждого последующего подпыления BaO вся процедура повторялась. Пример получающихся результатов (в данном случае для InSb и Ta) показан на рис. 2.

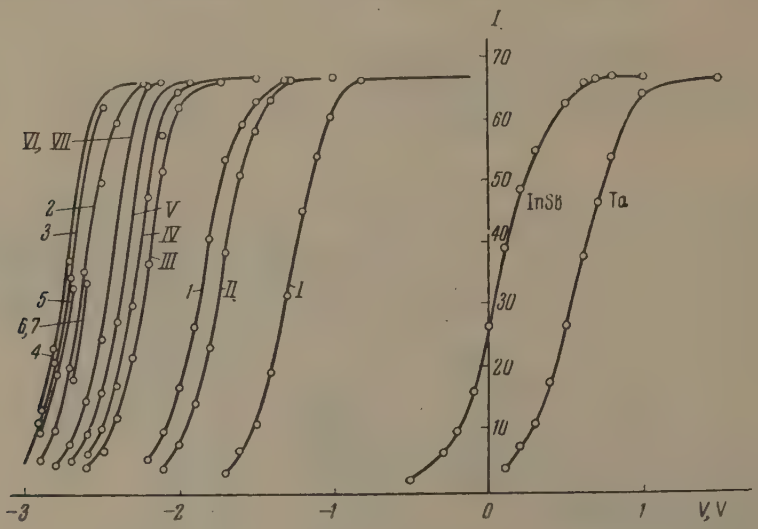


Рис. 2. Сдвиги вольт-амперных характеристик тока электронной пушки на исследуемые поверхности после последовательных порционных напылений на них окиси бария. Римские цифры относятся к InSb, арабские — к Ta

В правой части рисунка показаны характеристики, относящиеся к исходным поверхностям полупроводника и металла, а в левой — характеристики, сдвинутые после соответствующих последовательных и одновременных подпылений на них BaO. Римские цифры относятся к полупроводнику, арабские — к металлу. Результаты прежде всего показывают, что в данном конкретном случае для металла наблюдается большее уменьшение работы выхода, чем для полупроводника. После первого подпыления наблюдается максимум для сдвига характеристики. В результате пятого подпыления характеристика смещается назад (вправо) и далее приближается к предельному положению, характерному, очевидно, для пленки BaO, работа выхода из которой, следовательно, несколько больше, чем из оптимальной системы Ta—BaO.

Поведение характеристики в случае полупроводника несколько иное. В этом случае нет обратного хода характеристики при утолщении пленки BaO и после шестого подпыления наблюдается почти предельное ее смещение. В этом случае нельзя сказать, какое смещение и, следовательно, какое изменение работы выхода характеризует оптимальную систему InSb—BaO. Таких указаний можно ожидать здесь от результатов фотоэлектрических измерений. В некоторых случаях наблюдается очень небольшой возврат характеристики и для InSb. Все это вместе свидетельствует, что можно наблюдать только небольшое различие в работах выхода для InSb—BaO и BaO.

При напылении на исследуемую поверхность пленки BaO переменной «толщины» наблюдается такая же, как и на рис. 2, картина расположения вольт-амперных характеристик, но уже в зависимости не от номера подпыления, а от координаты данного участка на поверхности.

Обращаясь к рис. 2 и сопоставляя положение характеристик *1* и *I*, *2* и *II* и т. д., мы заключаем, что в первых стадиях напыления одинаковые концентрации молекул BaO на сравниваемых поверхностях приводят к более значительному эффекту в случае металла. Но так как кривые для полупроводника идут к предельному положению без обратного сдвига, мы в данном случае не можем пока сказать, для какой из исследуемых систем оптимальное уменьшение работы выхода достигается раньше.

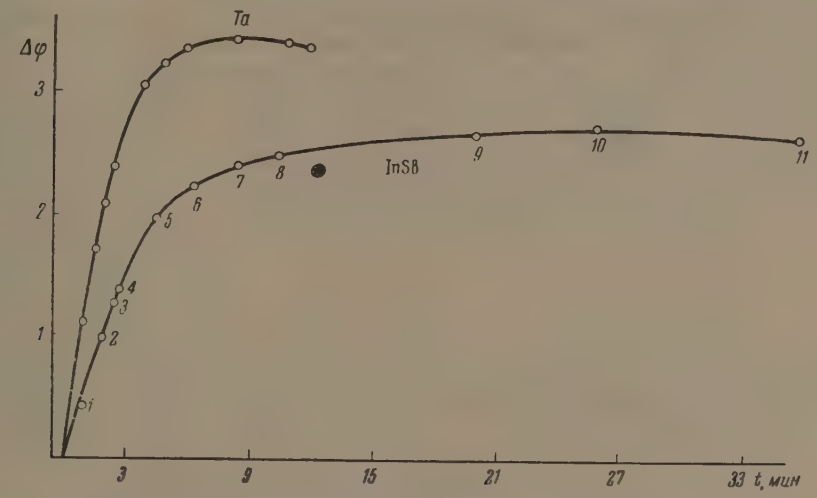


Рис. 3. Зависимость изменения работы выхода электрона $\Delta\varphi$ из тантала и Ag_2Te от времени напыления окиси бария

В данном случае мы не можем показать также концентрационную зависимость изменения работы выхода из-за неопределенности дозировки подпылявшихся порций BaO. Поэтому были проделаны специальные опыты с изготовлением источников BaO, дававших в определенном интервале времени, при строгом соблюдении режима испарения, постоянный молекулярный поток, что контролировалось при помощи вспомогательных мишеней. В таком случае концентрация BaO на исследуемой поверхности пропорциональна времени испарения и концентрационная зависимость может быть заменена временной. Результаты таких опытов с InSb и Ta представлены на рис. 3, а с Ag_2Te и Ta — на рис. 4. На осях абсцисс отложены времена напыления BaO, а на осях ординат — величины изменений работы выхода по сравнению с исходными поверхностями. Здесь наблюдаются небольшие максимумы также и для кривых, характеризующих полупроводниковые образцы. Для Ag_2Te в одном из случаев наблюдалось увеличение работы выхода после оптимального уменьшения — на 0,5 eV, т. е. максимум проявлялся отчетливее, как это схематически показано на рис. 4 штриховой кривой.

Приведенные данные действительно еще раз показывают более быстрое изменение работы выхода для металлических катодов, а также более быстрое достижение для них оптимальных покрытий. К таким же результатам приводит и фотоэлектрический контроль. В одном из опытов из испарителя были напылены пленки BaO переменной «толщины» на симметрично (относительно испарителя) расположенные полупроводниковую (Ag_2Te) и металлическую (Ta) поверхности. При прохождении световым зондом вдоль поверхностей максимум фототока из Ta—BaO получался для участка меньшим покрытием BaO, чем в случае максимума для Ag_2Te—BaO. На основании данных рис. 3 и 4 оптимальная концентрация молекул BaO на изучаемых полупроводниках в 4—5 раз больше, чем на металле. Эти данные представляют интерес для теоретического рассмотрения во-

проса о взаимодействии дипольных молекул с металлическими и полупроводниковыми поверхностями.

Обращает на себя внимание следующее обстоятельство. После четвертого подпыления характеристики для Ta—BaO сдвинулись уже вправо и кривые *6* и *7* слились, указывая этим на предельное положение, характеризующее контактный потенциал очень тонкой пленки BaO на Ta-подложке.

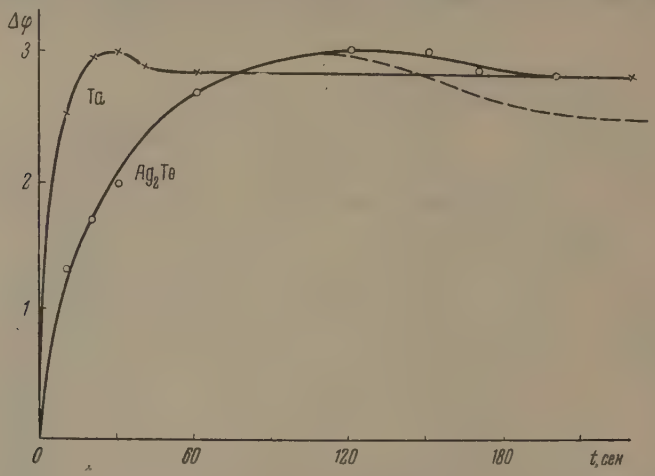


Рис. 4. Зависимость изменения работы выхода электрона Δφ из тантала и InSb от времени напыления окиси бария (скорости напыления на рис. 3 и 4 различны)

Такое же предельное положение при InSb-подложке намечается в месте слияния кривых *VI* и *VII*. Конечно, и то и другое положения не являются предельными в строгом смысле. При достаточно толстых покрытиях окисью бария полупроводника и металла контактные потенциалы обеих поверхностей должны уравняться. Но в данном случае пленки BaO еще значительно тоньше слоя дебаевской глубины. Поэтому неудивительно, что, находясь на различных подложках, они обусловливают неодинаковые работы выхода. Интересным же является то, что пленка, лежащая на более электроположительной InSb-подложке, характеризуется большей работой выхода, чем пленка, лежащая на более электроотрицательной Ta-подложке. Это также свидетельствует о различном взаимодействии BaO с металлической и полупроводниковой подложками, что и приводит к наблюдаемой инверсии в знаке контактной разности потенциалов между тонкими пленками BaO, лежащими на InSb и Ta. Скачки потенциала на поверхности подложек, создаваемые первыми слоями молекул BaO, остаются и при дальнейшем утолщении пленок BaO.

При уменьшении работы выхода из катода спектральные характеристики внешнего фотоэффекта соответственно сдвигаются в длинноволновую сторону. Сравнительные данные для тех же образцов InSb и Ta, к которым относятся данные рис. 2, представлены на рис. 5. Цифрой *0* обозначена начальная кривая для чистой пленки InSb, а цифрами *I*, *II*, *III*— характеристики, получившиеся соответственно после первого, второго и третьего подпылений BaO. После четвертого подпыления фотоэффект начал уже падать. Это падение для металлического катода, к которому относятся кривые *1*, *2*, *3*, наблюдается уже с третьим подпылением. Сопоставляя это с данными рис. 2, мы замечаем тот интересный факт, что фотоэлектронная эмиссия металлического фотокатода с пленочным покрытием начинает уменьшаться раньше, чем достигается минимум работы выхода. Сказать, происходит ли то же самое и в случае полупроводника, мы, на основании данных рис. 2, не можем. Наоборот, мы надеялись по

фотоэффекту установить изменение работы выхода, соответствующее оптимальной пленке BaO. По этому признаку такое изменение соответствует на рис. 2 сдвигу характеристики в положение между кривыми *III* и *IV*.

Но результаты с металлическим катодом ставят вопрос, нет ли несовпадения между оптимумом фототока и минимумом работы выхода и в случае исследуемого полупроводника? Действительно, в тех случаях, когда зависимости, типа показанных на рис. 3 и 4, отображаются кривыми с максимумами, то и для полупроводника начало убывания фототока констатируется раньше достижения минимума работы выхода. Так, например, для образца InSb—BaO, к которому относится рис. 3, было найдено, что чувствительности фотокатода в состояниях, соответствующих точкам *7* и *8*, очень мало различались, а чувствительность в состоянии, соответствующем точке *10*, значительно упала. Таким образом, оптимум соответствовал какой-то точке по соседству с *8*. В случае Ag_2Te это явление было выражено еще ярче.

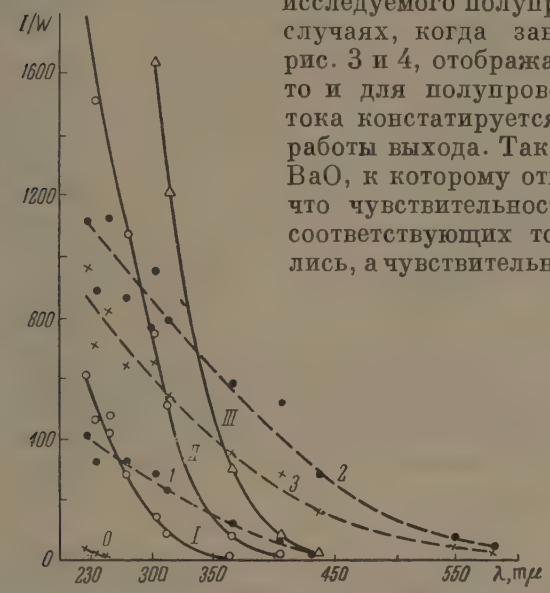


Рис. 5. Спектральные характеристики фотоэлектронной эмиссии из Ta — BaO и InSb— BaO при различных концентрациях BaO на катодах

Из рис. 5 также отчетливо видно, что спектральные характеристики полупроводникового катода идут значительно круче, чем характеристики металлического, что находится в соответствии с данными других авторов для беспленочных катодов и в качественном соответствии с картиной энергетического спектра электронных состояний в полупроводнике и металле. То же самое получилось и при сопоставлении характеристик для Ag_2Te — BaO и Ta—BaO (рис. 6). Вид вырисованного в увеличенном масштабе хвоста характеристики Ag_2Te —BaO свидетельствует о наличии рядом с основной какой-то дополнительной характеристики, связанной, вероятно, с какой-то механической примесью в катоде, может быть, в результате

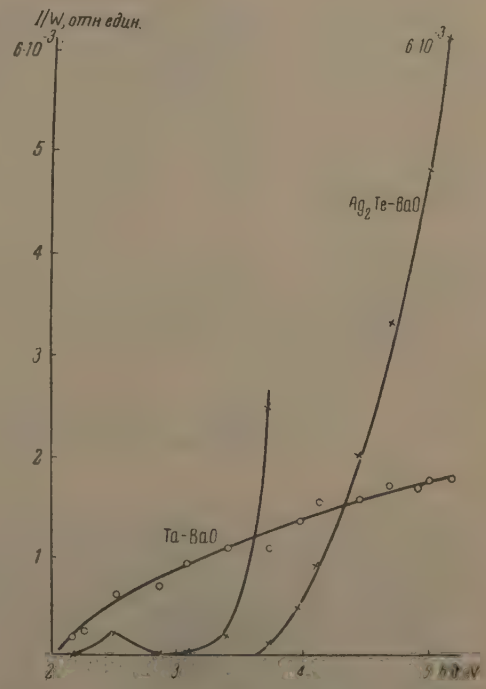


Рис. 6. Спектральные характеристики фотоэлектронной эмиссии из Ta—BaO и Ag_2Te—BaO при приблизительно оптимальных покрытиях окисью бария

некоторого разложения Ag_2Te при испарении. В других случаях этого хвоста с максимумом не наблюдалось.

Для катода Та—BaO мы проверили возможность применения фаулеровского метода обработки спектральной характеристики. Результаты этого приведены на рис.7, где кружками отмечены точки, снятые на стеклянном монохроматоре, а крестиками — на кварцевом. Определенная по Фаулеру работа выхода φ_0 для этого случая оказалась равной 1,7 eV. Определенное тем же методом значение φ_0 для исходного состояния катода равнялось 4,5 eV.

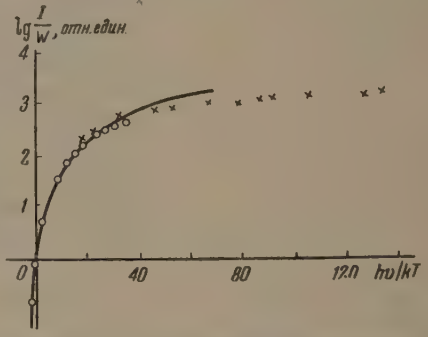


Рис. 7. Спектральная характеристика Та—BaO, обработанная по методу Фаулера. Сплошная кривая — график функции Фаулера; точки — данные эксперимента (подробности в тексте); экспериментальные точки соответственно смещены для определения порогового значения $h\nu_0 = 1{,}7$ eV

В поисках способа определения работы выхода для полупроводников, подобного методу Фаулера для металлов, было предложено [4] аппроксимировать ход спектральных характеристик квантового выхода для собственного фотоэффекта полупроводниковых катодов выражением вида:

$$I = a(h\nu - h\nu_0)^n,$$

где $h\nu_0 = \varphi_0$ и является соответствующей граничной энергией кванта.

Обработка по этому способу основной части характеристики Ag_2Te—BaO из рис. 6 приводит к выражению:

$$I = a(h\nu - 3{,}17)^n.$$

Данные для InSb, представленные кривой *III* рис. 5, описываются выражением $I = a(h\nu - 2{,}4)^3$. Константа a в этих выражениях характеризует эмиссионную способность фотокатода и численно равна значению квантового выхода для света с $h\nu$, на 1 eV превышающим пороговое

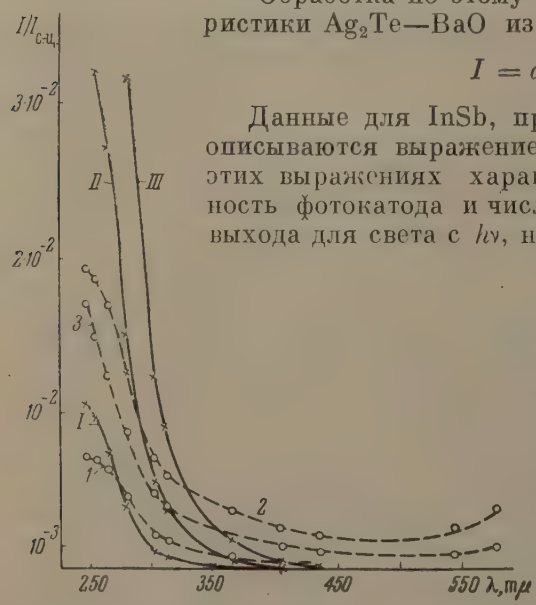


Рис. 8. Соотношения спектральных чувствительностей фотокатодов: Та—BaO, InSb—BaO (I) и сурьмяно-цезиевого ($I_{С-Ц}$). Кривые *1*, *2*, *3* относятся к случаю Та—BaO с разными степенями покрытия окисью бария; *I*, *II*, *III* — к аналогичным случаям с InSb — BaO

значение $h\nu_0$. Это значение оказывается малым по сравнению со значением для такого эффективного полупроводникового фотокатода, как сурьмяно-цезиевый. Следует в заключение отметить, что вышеприведенную аппроксимацию удается осуществлять в ограниченном спектральном интервале.

Непосредственное сравнение спектральных чувствительностей InSb—BaO и Та—BaO, с одной стороны, с чувствительностью Cs_3Sb, с другой — привело к получению данных, представленных на рис. 8. Штриховые кривые здесь относятся к танталу, а сплошные — к сурьмянистому индию, причем нумерация кривых соответствует нумерации на рис. 5. Данные

для InSb показывают сравнительно малую эффективность этого фотокатода в исследованной области, даже на значительном расстоянии от красной границы, хотя фотоэффект здесь происходит за счет собственных электронов. То же можно сказать и в отношении Ag_2Te — фотокатода. Одной из возможных причин этого может быть сильное рассеяние энергии фотоэлектронами на электронах валентной зоны, так как в данных случаях ширины запретных зон очень малы.

Обращаясь к данным для Ta—BaO (кривая 2), мы хотим подчеркнуть, что уменьшение работы выхода на величину около 3 eV приводит к тому, что данные, полученные здесь в спектральной области 400—600 mμ, эквивалентны данным, получаемым для чистых металлов в ультрафиолетовой области до $h\nu \approx 6$ eV. Порядок квантового выхода в этом интервале соответствует известным для металлов величинам. Более коротковолновая область соответствует промежуточной области между обычной ультрафиолетовой и той далекой вакуумной ультрафиолетовой, в которой недавно были сделаны исследования тантала ($\lambda = 1000 - 500$ Å) [5]. В этой области, эквивалентной интервалу $h\nu \approx 6 \div 8$ eV, квантовый выход танталового катода заметно растет (в области $400 \div 250$ mμ квантовый выход С-Ц-фотокатода мало меняется [6]), стремясь, очевидно, к значению порядка нескольких процентов, как это было найдено в области с $h\nu > 12$ eV для тантала без пленочного покрытия.

Выводы

Применение метода уменьшения работы выхода электрона из катода при помощи напыленных пленок BaO позволяет значительно расширить спектральный интервал фотоэлектрической чувствительности этих катодов и почти всегда сдвинуть край спектральной характеристики в видимую область.

Сравнительное исследование металлических и полупроводниковых образцов показало, что концентрация дипольных молекул BaO, обеспечивающая минимум работы выхода у металла (Ta) в 4—5 раз меньше концентрации, необходимой для сообщения минимальной работы выхода полупроводнику (InSb; Ag_2Te).

Как для металлических, так и для полупроводниковых катодов падение фотоэлектронной эмиссии начинается несколько раньше достижения минимальной работы выхода при осаждении на поверхность молекул BaO.

Спектральные характеристики металлических фотокатодов типа Me—BaO поддаются обработке по методу Фаулера так же хорошо, как и в случае чистых металлов. Спектральные характеристики квантового выхода полупроводниковых катодов с пленочным покрытием BaO в некотором ограниченном спектральном интервале описываются аппировским уравнением:

$$I = a\,(h\nu - h\nu_0)^n,$$

со значением $n=4$ в случае Ag_2Te и $n=3$ в случае InSb.

Даже на достаточном удалении от красной границы, несмотря на заведомо собственный характер фотоэффекта, чувствительность фотокатодов из InSb и Ag_2Te значительно уступает чувствительности эффективного Cs_3Sb-фотокатода. Одной из причин этого может быть сильное рассеяние энергии движущимися к поверхности катода фотоэлектронами в результате взаимодействия с электронами валентной зоны, так как ширины запретных зон в данных случаях малы.

Институт физики
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Борзяк П. Г., Тр. Ин-та физ. АН УССР, вып. 2, 3 (1952); Тр. Совещания по катодной электронике, 22.— Изд. АН УССР, 1952.
2. Моргулис Н. Д. и Гаврилюк В. М., Ж. эксперим. и теор. физ., **30**, 149 (1956); Гаврилюк В. М., Тр. Ин-та физ. АН УССР, вып. 5, 87 (1954); УФЖ, **1**, 73 (1956).
3. Борзяк П. Г., Сарбей О. Г., УФЖ, **1**, 395 (1956); Гаврилюк В. М., Изв. АН СССР. Сер. физ. **20**, 1071 (1956).
4. Apker L., Taft E., Dickey J., Phys. Rev., **74**, 1462 (1948).
5. Wainfan N., Walker W. C., Weissler G. L., J. Appl. Phys., **24**, 1318 (1953).
6. Zworykin V. K., Ramberg E. G., Photoelectricity and its Applications, p. 58.— J. Willey a. Sons, N. Y., 1949.

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ П. Г. БОРЗЯКА, В. Ф. БИБИКА и О. Г. САРБЕЯ

А. А. Мостовский.— Снимались ли кривые зависимости фототока от длины волны при различных температурах?.

П. Г. Борзяк.— Нет, не измерялись.

А. И. Пятницкий.— Как очищался сурьмянистый индий?

П. Г. Борзяк.— Сурьмянистый индий получен из Института полупроводников, где он подвергался зонной очистке.

А. И. Пятницкий.— Не было ли опасности диссоциации полупроводников при напылении?

П. Г. Борзяк.— Исследования на электронографе показали отсутствие диссоциации.

Кирейко.— Какова толщина слоя при максимальном уменьшении работы выхода?

П. Г. Борзяк.— Толщина не измерялась.

Н. М. Политова.— Не измерялась ли фотопроводимость с целью определения внутренней работы выхода?

П. Г. Борзяк.— Нет, не измерялась.

Е. А. Красовский.— Проверялось ли постоянство работы молекулярной пушки во времени?

П. Г. Борзяк.— Проверялось при помощи специальных контрольных мишеней.

К. Б. Толпыго.— Есть основания для пессимизма в отношении попыток найти метод обработки кривых спектрального распределения фотоэффекта из полупроводников с целью определения «красной границы» подобно методу Фаулера.

С чем связан успех метода обработки кривых по Фаулеру для металлов? Прежде всего, с общим механизмом фотоэффекта почти для всех металлов. В металлах имеется непрерывный спектр уровней с почти постоянной плотностью в окрестности уровня Ферми, заполнение которых дается статистикой Ферми. В результате спектральное распределение фотоэффекта в небольшом интервале частот с большой точностью дается весьма элементарной и общей теорией Фаулера. Метод стандартной кривой позволяет определить положение уровня Ферми относительно вакуума и, следовательно, найти работу выхода, хотя «порог» фотоэффекта фактически отсутствует.

В полупроводниках и диэлектриках существует богатое разнообразие энергетических схем и механизмов фотоэффекта, и построение универсальной теории становится невозможным. «Порог» фотоэффекта можно было бы определить как расстояние от верхнего края заполненной зоны до вакуума, однако опыт обычно не показывает резкого исчезновения фотоэмиссии для частот, меньших «пороговой», и нет надежды на построение универсальной теории фотоэффекта при частотах, близких к пороговой. В самом деле, непосредственный переход из вершины заполненной зоны в вакуум может оказаться запрещенным либо потому, что уровень вакуума приходится на запрещенную зону, либо потому, что этим уровням соответствуют разные значения волнового вектора K. В последнем случае возможен запрещенный переход с участием фононов или благодаря возмущающему действию дефектов решетки. При этом интенсивность основного фотоэффекта будет сильно ослаблена и будет зависеть от температуры и характера нарушений. Вполне вероятно, что основной «фотоэффект» окажется сравнимым с примесным. В целом ряде полупроводников (например, в германии) примесные уровни занимают широкий спектр энергий и почти примыкают к заполненной зоне. Наконец, внешний фотоэффект может иметь экситонный характер: на первом этапе образуется экситон, энергия которого в дальнейшем передается электрону, причем в таком случае «порог» фотоэффекта определяется интенсивностью поглощения на краю экситонной полосы.

Ввиду большого разнообразия энергетических схем и механизмов фотоэффекта нет надежды охватить зависимость $I(\lambda)$ простой универсальной формулой, содержа-

щей в виде параметра граничную длину волны λ_0. Это и не следует пытаться делать. Максимум, чего нужно добиваться,— это установить несколько типичных простейших случаев, когда фототок определяется каким-либо одним механизмом перехода, и для каждого типа найти теоретическую или полуэмпирическую формулу $I(\lambda)$. Опыт позволит установить, с каким типом фотоэффекта мы имеем дело в каждом данном случае. В некоторых случаях (примесный фотоэффект) граничная длина волны λ_0 может иметь чисто условное значение. Что касается метода обработки кривых по Апкеру и Тафту — $I \sim (\nu - \nu_0)^n$—то он не имеет никакой физической основы и не опирается ни на какую теорию фотоэффекта. Вряд ли поэтому можно приписывать величине ν_0 физический смысл.

И. М. Дыкман.—В связи с выступлением К. Б. Толпыго хочу отметить, что понятие красной границы полупроводников, как и понятие о всякой другой физической величине, должно быть четко определено. Только при таком условии оно имеет смысл. Нужно четко разграничивать фотоэффект из основного вещества полупроводника и фотоэффект из примесей, независимо от того, имеет ли эффект в последнем случае экситонный или какой-либо другой характер. В случае фотоэффекта из основного вещества красная граница определяется той наименьшей энергией, которая приводит к появлению фототока при $T = 0$. Такое определение имеет совершенно ясный физический смысл и дает, по крайней мере в принципе, ясное указание, как определить красную границу.

Хотя в обычных полупроводниках имеются примеси, все же можно утверждать, что фототок из примесей зависит от их концентрации. Так как примесей всегда на много порядков меньше, чем атомов основного вещества, то всегда можно опознать эффект примесей. Естественно, для каждого сорта примесей может быть определена красная граница, в полном соответствии с определением ее для основного вещества.

Исходя из сказанного, ясно, что красная граница для полупроводников является физическим понятием и необходимо только выработать рецептуру для ее измерения, рецептуру, подобную, например, методу Фаулера для металлов.

П. Г. Борзяк уже указал, что рецептура, предложенная Апкером и Тафтом, не является обоснованной и не применима в общем случае. Отсюда, однако, не нужно делать вывода о неприменимости самого понятия.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Н. А. СОБОЛЕВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОКАТОДОВ МЕТОДОМ РАДИОАКТИВНЫХ ИНДИКАТОРОВ

При изготовлении тонких кислородно-цезиевых фотокатодов при удовлетворительной воспроизводимости их эмиссионных свойств наблюдается значительный разброс по проводимости слоя и по характеру утомления. Так, разброс по продольному сопротивлению слоя катодов, изготовленных по совершенно одинаковой технологии, достигает 6—7 порядков. При исследовании катодов на утомление, по данным заводской лаборатории, совершенно отчетливо выявляются три группы катодов: практически не утомляющиеся в типовом эксплуатационном режиме, обнаруживающие резкое утомление и слабо утомляющиеся.

Кислородно-цезиевый фотокатод представляет собой сложный конгломерат, где решающую роль в формировании параметров играют, по-видимому, структурные особенности слоя. Тем не менее вопрос о количественном соотношении входящих в него компонентов может пролить некоторый свет на причины столь большого разброса его свойств. При изготовлении катода количество исходного и, соответственно, окисленного серебра контролируется оптическим методом и может быть уточнено путем взвешивания навески серебра до и после распыления. Количество цезия в катоде контролируется лишь косвенным методом путем измерения термоэлектронной работы выхода, которая в значительной мере зависит от поверхностной концентрации адсорбированного на катоде цезия и не дает никаких указаний на общее — объемное содержание цезия в слое. Между тем, как показал анализ изменения сопротивления слоя в процессе обработки катода, проведенный для большой партии катодов максимальный разброс по проводимости возникает как раз на стадии активирования катодов цезием и почти не сужается при последующих подпылениях серебра.

В настоящей работе для определения количества цезия, содержащегося в катоде, был применен метод радиоактивных индикаторов. Препарат Cs_{134} (период полураспада 2,3 года) в виде хлористого соединения подмешивался к обычному хлористому цезию, из смеси восстанавливался металлический цезий для активирования катодов, после чего измерялась интенсивность излучений с катода. Для измерения активности применялся торцовый счетчик СИ-2Б с диаметром окна, равным 40 мм. Торцовый β-счетчик был выбран в основном для удобства сопряжения его с плоским торцовым стеклом, на котором изготавливался фотокатод (рис. 1).

Конструкция прибора обеспечивала такие условия, что напыления цезия на металлические детали (экран испарителя) не вносили большой погрешности при измерении счета импульсов с катодного стекла; для этого экран был удален от катодного стекла на значительное расстояние (60 мм) и излучения с него составляли не более 5—10% от общей активности колбы.

Поместив счетчик под активировочную печь (для охлаждения его обертывали в мокрый асбест и обдували, это позволяло снизить температуру счетчика до 80°), мы записали изменение счета импульсов на катоде в процессе его активирования. Одна из полученных таким образом кривых изображена на рис. 2.

Как видно из рисунка, начало поступления цезия на катод совпадает с началом роста термотока. После прохождения термотока через максимум наблюдается нечто вроде насыщения катода цезием со значительно более медленным повышением его концентрации при перецезировании. После отпайки ампулы с цезием счет импульсов с катода понижается, по-видимому, вследствие откачки из колбы паров цезия, атмосфера которых создает при измерениях свой фон. Величина этого фона ($N' - N''$), как видно из рис. 2, составляет при выбранной геометрии прибора и счетчика и применявшемся режиме откачки примерно 20% от активности катода.

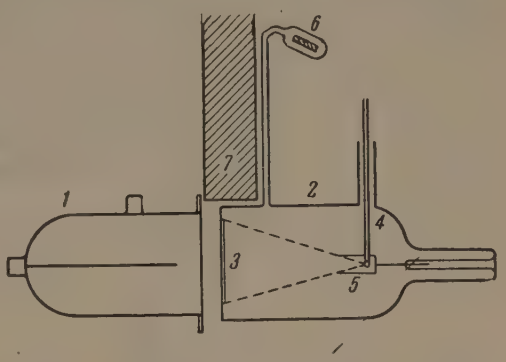


Рис. 1. Конструкция опытного прибора и счетчика: *1* — ионизационный счетчик с торцовым окном, *2* — фотоэлемент, *3* — фотокатод на плоском торцовом стекле, *4* — выдвижной испаритель со взвешенной навеской серебра, *5* — экран испарителя, ограничивающий размеры катода и служащий анодом прибора, *6* — ампула с цезием, отгороженная от счетчика толстым свинцовым экраном *7*

После подпыления серебра и прогрева катода активность его понижается еще на 10—15%. Контрольный опыт с прогревом в парах цезия чистого стекла и неокисленного серебра не обнаружил заметного повышения активности на колбе.

По измерениям, выполненным на шести приборах со средней чувствительностью катода $\sim 25\,\mu A lm^{-1}$, можно сделать заключение, что процесс активирования катода совершенно не зависит от исходного количества цезия, который содержится в ампуле в большом избытке. Так, измерения со счетчиком показали, что при закладке в ампулу восстановленного цезия, запаянного в отрезки тонкостенных стеклянных капилляров, количество его в одной закладке может изменяться от 1,5 до 8 мг. После активирования во всех случаях в ампуле остается от 80 до 95% исходного количества цезия. Из израсходованной в процессе активировки части цезия всего 10—25% конденсируется в колбе, остальное откачивается в систему (собираясь на ближайших к печке участках трубопровода).

Для исследования распределения цезия по элементам готового прибора колбу разрезали на узкие кольца и вели подсчет числа импульсов с их поверхностей [1]. Усредненные результаты такого исследования приведены на рис. 3. Как видно, цезий адсорбируется стеклом в основном на участках, непосредственно прилегающих к катоду; по мере удаления от катода концентрация цезия на стекле резко снижается. Нечто подобное получено и Турком [1] на суперортиконе — только при значительно бо́льших относительных концентрациях цезия на стекле. При нашей конструкции фотоэлемента из общего количества цезия, содержащегося в колбе отпаянного прибора, в катоде площадью 12 см² связано от 60 до 80%, на всей поверхности стекла (180 см²) — 10÷25%, на никелевом экране (12 см²) — 10÷15%. При перецезировании концентрация цезия на катоде изменяется незначительно, зато резко возрастает доля цезия на стекле и металле. Так, например, катод в колбе тех же размеров, отпаянный через 3 мин после начала спада термотока, содержал всего 35% от общего количества цезия в колбе. Покрытия на стекле и металлическом экране составляли по 32%.

При помощи эталонов, изготовленных путем счета импульсов со взвешенных количеств «меченого» хлористого цезия, размазанного в водно-спиртовом растворе по стеклу того же размера что и катод, было определено количественное содержание цезия в катодах. Применявшийся нами

хлористый цезий обладал сравнительно слабой радиоактивностью: 0,02 г препарата, активность которого ко времени измерений составляла 2,2 mCu, было размешано в 12 г нормального хлористого цезия. При этом навеска в 100 мкг соли (что соответствует 80 мкг чистого цезия) на стекле с площадью 12 см² давала в среднем 80 импульсов в минуту.

Измерения показали, что катоды с толщиной первичного слоя серебра, соответствующей 3—4 мкг см$^{-2}$, содержат от 6 до 8 мкг см$^{-2}$ цезия. Если считать, что первичный слой серебра окисляется нацело, то реакцией

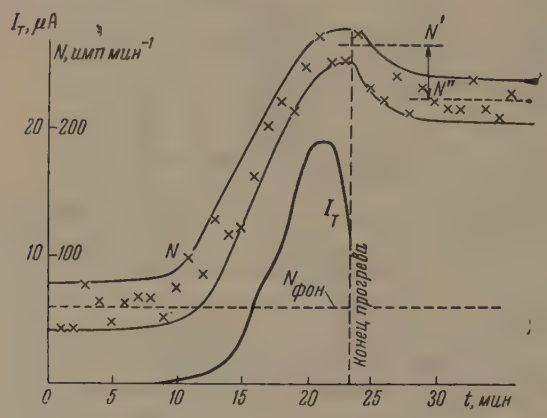


Рис. 2

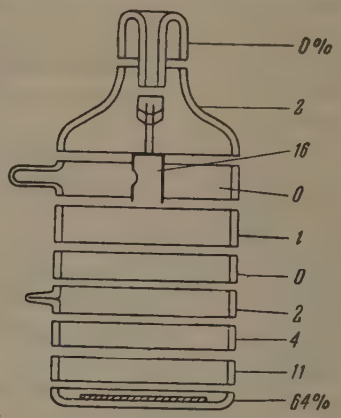


Рис. 3

Рис. 2. Изменение термотока и интенсивности радиоактивного излучения с катода в процессе его активирования

Рис. 3. Процентное распределение цезия по элементам прибора

восстановления окисла серебра при активировке связывается примерно 70—75% цезия; остальная часть (25—30%) адсорбируется катодом (в объеме или на поверхности) в свободном состоянии. Надо полагать, что при этом невосстановленной окиси серебра в катоде не остается.

В сильно перецезированных катодах количество избыточного свободного цезия несколько выше, достигая в некоторых экземплярах 50% от общего его содержания. На стекле вблизи катода цезий адсорбируется в виде пленки со средней концентрацией порядка 0,1 мкг см$^{-2}$. Полагая атомный радиус цезия равным 2,55 Å, можно подсчитать, что такая пленка близка к моноатомному покрытию, но, поскольку количество адсорбированного на стекле цезия резко снижается по мере удаления от катода, проводимости между электродами не обнаруживаются.

Точность измерения количества цезия по счету импульсов с отдельных элементов прибора зависит лишь от равномерности распределения радиоактивной примеси в исходном порошке хлористого цезия, т. е. от процентного содержания в нем радиоактивного препарата и от тщательности перемешивания. В наших опытах разброс по удельной активности навесок достигал ±10%. Более концентрированная смесь должна обеспечить бóльшую однородность препарата и соответственно бóльшую точность измерений. Ошибка в измерении активности по счету импульсов может быть сделана как угодно малой путем увеличения времени счета. Погрешность в определении количества распыленного серебра определяется, в основном, точностью измерения расстояния от испарителя до поверхности стекла и в наших опытах достигала 5%.

Погрешность в определении количества цезия на катоде без вскрытия прибора увеличивается еще влиянием излучений с остальных элементов прибора; тем не менее, при одинаковой геометрии приборов и достаточной точности монтажа можно проследить связь между эмиссионными параметрами и относительным количественным содержанием цезия в катоде. Проде-

ланный статистический анализ показал, что разброс по количеству цезия в готовых катодах с одинаковой исходной пленкой серебра, контролируемой по прозрачности, достигает примерно ±50% от некоторой оптимальной концентрации, которой обладает большинство (~75%) обследованных катодов. Этой оптимальной концентрации соответствуют максимальная чувствительность и максимальный сдвиг спектральных характеристик в длинноволновую часть спектра.

Связи между количеством цезия и сопротивлением слоя при помощи данной методики обнаружить не удалось. Измерения числа импульсов на катоде в процессе его утомления (до 100 час) показали столь незначительное понижение активности, что практически можно считать, что даже при сильном утомлении общее количество цезия в катоде не изменяется. Точно так же не изменяется счет импульсов с катода при нагревании его вплоть до 150°.

Изложенные здесь результаты представляют собой лишь предварительные данные, полученные при помощи методики, возможности которой отнюдь не исчерпаны.

Московский энергетический
институт

Цитированная литература

1. Turk, J. Electronics, 2, 267 (1956).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Н. А. СОБОЛЕВОЙ

Н. Д. Галинский.— Измерялось ли количество цезия, попадавшее на стенки стекла?

Н. А. Соболева.— Измерялось.

Н. Д. Моргулис.— Какова была удельная активность?

Н. А. Соболева.— 0,2 милликюри на грамм CsCl.

Н. Д. Моргулис.— Чему равнялась поверхностная концентрация цезия на стекле?

Н. А. Соболева.— Я не могу сообщить точной цифры, но заметной проводимости по стеклу не было.

Н. Д. Моргулис.— Учитывался ли фон цезия в объеме колбы?

Н. А. Соболева.— Да, учитывался.

Н. Д. Моргулис в прениях отметил, что следует приветствовать применение метода меченых атомов для изучения фотокатодов.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. П. КОМАР и Ю. Н. ТАЛАНИН

КАРТИНЫ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ КРИСТАЛЛОВ КАРБИДОВ ВОЛЬФРАМА И МОЛИБДЕНА

В электронном проекторе, устройство и принцип работы которого мы полагаем известными [1—3], нами неоднократно наблюдалось [4] появление изображения с гексагональной симметрией от вольфрамового (реже) и молибденового (чаще) острий.

Это казалось странным, так как вольфрам и молибден имеют кубическую объемно-центрированную решетку и у изображения кристалла не должно бы было быть элементов гексагональной симметрии. Учитывая невысокое качество вакуума (около 10^{-7} мм рт. ст.) и возможность наличия углеродсодержащих загрязнений (вакуумная смазка со шлифов, которые были у проектора), нами было высказано предположение [4, 5] о том, что указанное гексагональное изображение принадлежит карбидам W_2C и Mo_2C, образовавшимся на монокристаллах вольфрама и молибдена, структура которых, как известно [6], является гексагональной. Тогда же [4] было установлено, что грань {0001}* карбида всегда совпадает с гранью {011} кубического кристалла. Это обстоятельство объяснялось нами тем, что указанные грани имеют весьма близкую структуру.

Поскольку нельзя еще было считать надежно установленным тот факт, что гексагональное изображение действительно принадлежит указанным выше карбидам, опыты по их получению и наблюдению были продолжены. Более тщательному анализу были подвергнуты фотографии, полученные нами ранее, а также фотографии из выполненной в нашей лаборатории дипломной работы А. П. Курицыной.

Техника эксперимента

Опыты были повторены в более хороших вакуумных условиях, как в смысле качества, так и их контролируемости. У проектора, общий вид которого с соответствующими приспособлениями показан на рис. 1, шлифы отсутствовали, но была предусмотрена возможность загрязнения острия вполне определенными углеродсодержащими веществами. Желая максимально приблизиться к тем условиям, которые могли иметь место в проекторах со шлифами, мы взяли вакуумное масло ДЦ-А, вакуумную смазку («рамзай»), пицеин. Указанные вещества помещались в отросток проектора, погружаемый в сосуд с жидким азотом. Была предусмотрена также возможность напускания в проектор бензола. Его поступление дозировалось при помощи стеклянного капилляра. Серебряная трубка, нагреваемая нихромовой спиралькой, позволяла напускать в проектор кислород до давления $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст.

Для более успешной работы в проекторе одновременно монтировалось два и более (до четырех) острий из вольфрама и молибдена. Наблюдать образование карбида на них можно было на каждом в отдельности, причем наличие дополнительных острий не оказывало существенного влияния на изображение, даваемое каждым из них. От вакуумной установки проектор отделялся перетяжкой и при желании мог быть отпаян.

* Вместо круглых скобок в данной статье используются фигурные.

Наряду с контрольно-измерительными приборами в цепь электронного проектора был включен 4-шлейфовый осциллограф типа Н-10; при его помощи непрерывно регистрировались: 1) ток $I_н$, и напряжение $U_н$ накала дужки, нагревающей острие; 2) ток эмиссии I_a и напряжение U_a, приложенное к проектору; 3) момент фотосъемки и продолжительность экспозиции. Скорость передвижения пленки устанавливалась большей частью в 1 мм сек$^{-1}$. Чувствительность по току и напряжению можно было бы регулировать в широких пределах.

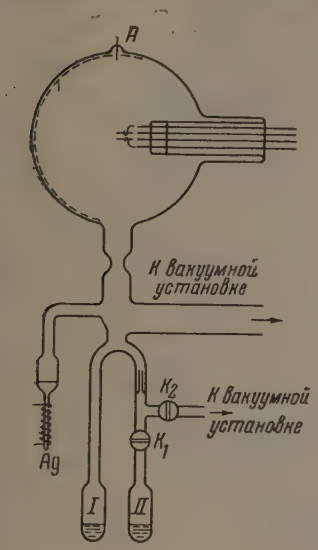


Рис. 1. Проектор и часть вакуумной установки с приспособлениями для напускания углеродсодержащих веществ и кислорода

Характер записи на пленке показан на рис. 2. Абсциссы и ординаты соответствующих кривых определялись при помощи специальной масштабной линейки с горизонтальной и вертикальной шкалой, через которую протягивалась пленка. Точность отсчета из-за значительной ширины линий была невелика, но тем не менее достаточно надежно обеспечивала постоянный контроль за изменяющимися условиями эксперимента, что особенно важно, например, при фотографировании изображений на экране при помощи киноаппарата.

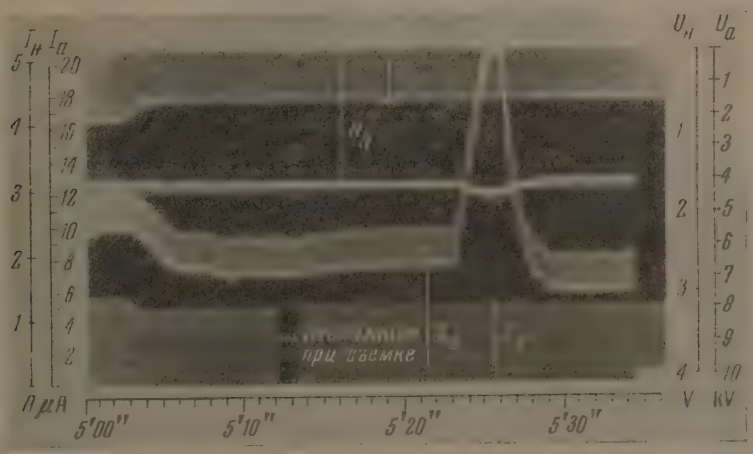


Рис. 2. Пример записи условий эксперимента при помощи шлейфового осциллографа

Определение углов между гранями и направлениями кристалла производилось по фотографии изображения на экране при помощи набора координатных сеток экваториального типа (рис. 3), построенных с учетом особенностей получения изображения в электронном проекторе и последующего его фотографирования (геометрия прибора, положение острия по отношению к экрану, кривизна экрана, сжатие пучка электронов, близость фотоаппарата к выпуклому экрану и т. д.).

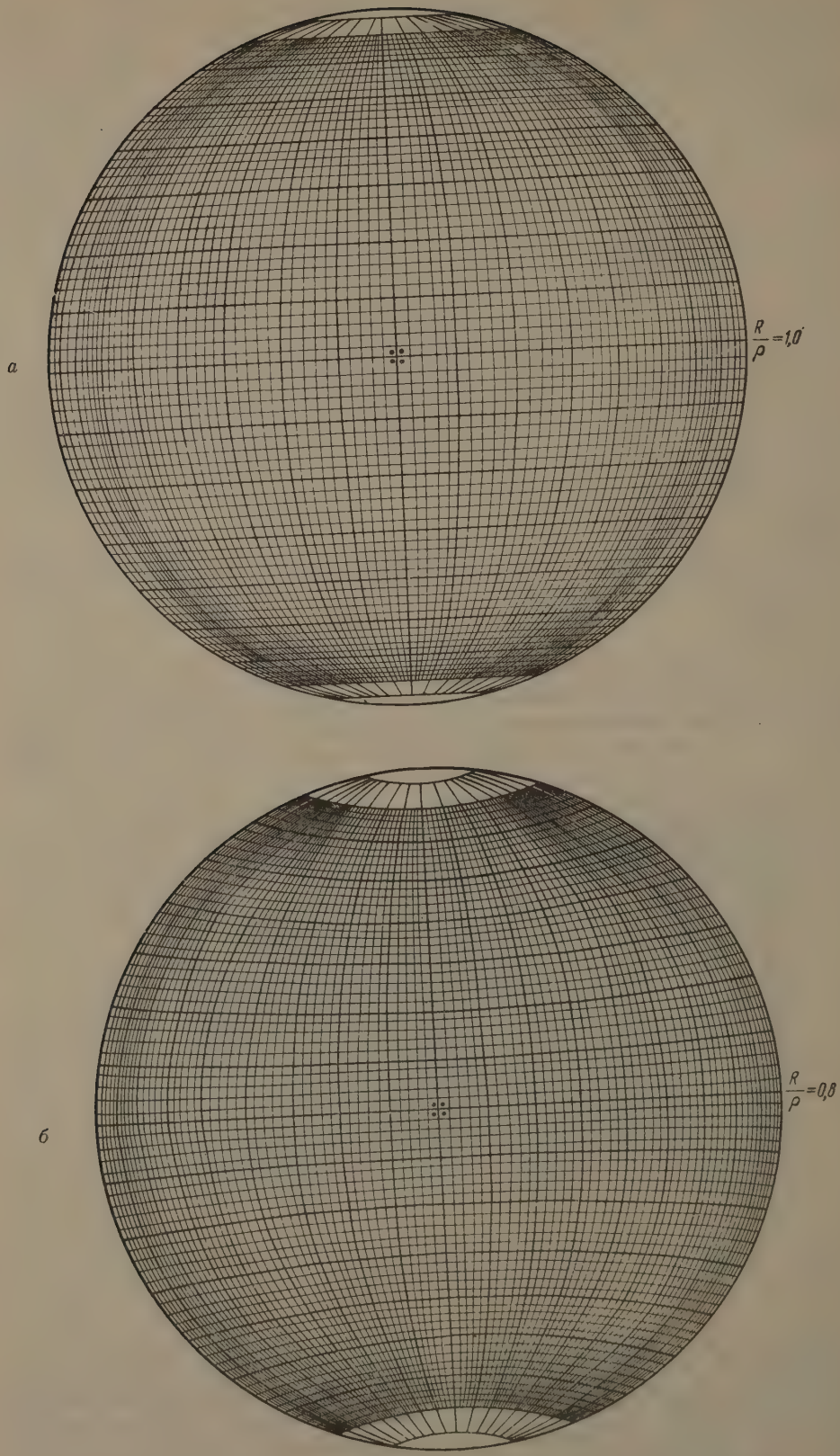


Рис. 3, *а* и *б*. Координатные сетки, построенные с учетом особенностей получения изображения в проекторе для различных значений R/ρ, где R — расстояние от острия до экрана, ρ — радиус кривизны экрана

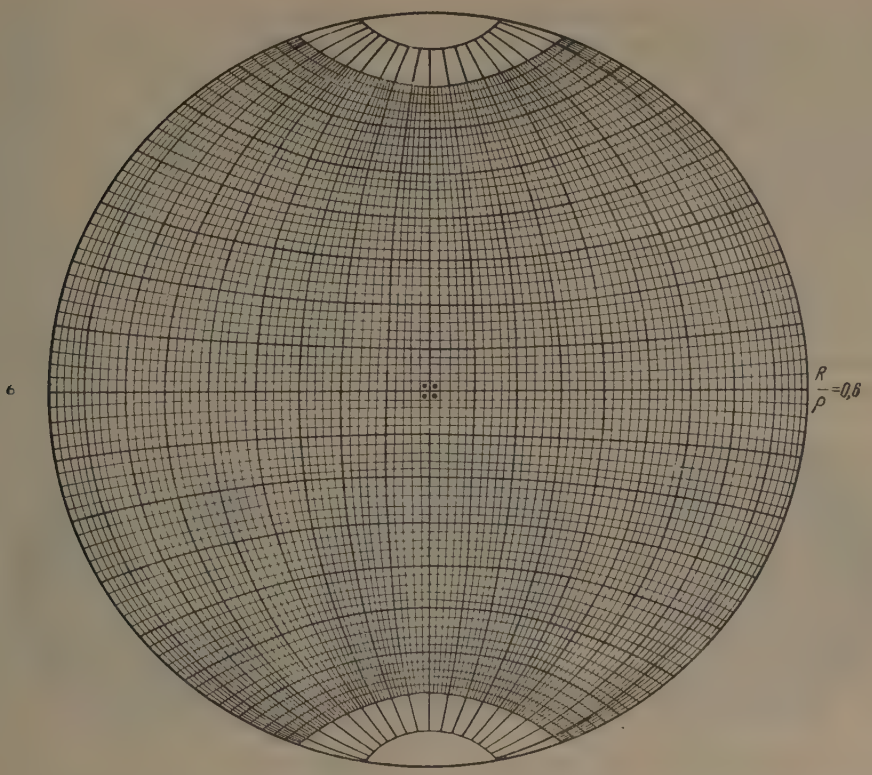


Рис. 3, *в*. Координатные сетки, построенные с учетом особенностей получения изображения в проекторе для различных значений R/ρ, где R — расстояние от острия до экрана, ρ — радиус кривизны экрана

Результаты и их обсуждение

Исходным кристаллом в большинстве случаев являлся скругленный кубический кристалл вольфрама или молибдена, дающий изображение, показанное на рис. 4,*а*. Характер изображения и его стабильность, наряду с очень медленным изменением тока эмиссии после прогрева острия, свидетельствовали о достаточно высоком качестве вакуума и чистоте исследуемой поверхности. По показаниям ионизационного манометра ЛМ-2 вакуум был лучше 10^{-7} мм рт. ст.

Однако и в таких, казалось бы, весьма совершенных вакуумных условиях иногда (при прогреве острия с целью обезгаживания) имело место возникновение «ребристого» кристалла (рис. 4,*б*). В ряде случаев появление ребристого кристалла являлось результатом превращения уже сформировавшегося скругленного кристалла. В таких случаях можно было видеть, что «ребристый» кристалл, сохраняя элементы симметрии кубического кристалла, был ориентирован точно таким же образом, как и скругленный кристалл.

Существует довольно единодушное мнение о том, что возникновение «ребристого» кристалла связано с воздействием на кристалл вольфрама или молибдена углерода, или содержащих его веществ. В наших условиях такие загрязнения безусловно могли содержаться среди остаточных газов, и в появлении ребристого кристалла не было ничего удивительного.

Из примененных углеродсодержащих веществ вакуумное масло Д1-А оказалось наименее благоприятным для получения гексагонального кристалла (рис. 4,*в*). Даже при нагреве его до температуры кипения и интенсивном испарении как на подогреваемое до различных температур острие, так и на холодное с последующим прогревом, на вольфраме не удалось

наблюдать появления гексагонального кристалла, хотя в тех же условиях на молибдене в большинстве случаев гексагональный кристалл появлялся. При загрязнении острия парами вакуумной смазки, пицеина, и особенно бензола, образование гексагонального кристалла почти всегда имело место как на молибдене, так и на вольфраме. Следует отметить, что вообще на молибдене образование гексагонального кристалла происходило чаще и при более низкой температуре (800—1000°), чем на вольфраме (1200—1400°).

Какого-либо существенного различия в образовании гексагонального кристалла на скругленном или «ребристом» кристалле обнаружено не было, за исключением того, что «ребристый» кристалл большей частью оказывался как бы промежуточной ступенью между скругленным и гексагональным кристаллом и что при обратном превращении из гексагонального кристалла всегда возникал «ребристый» кубический кристалл.

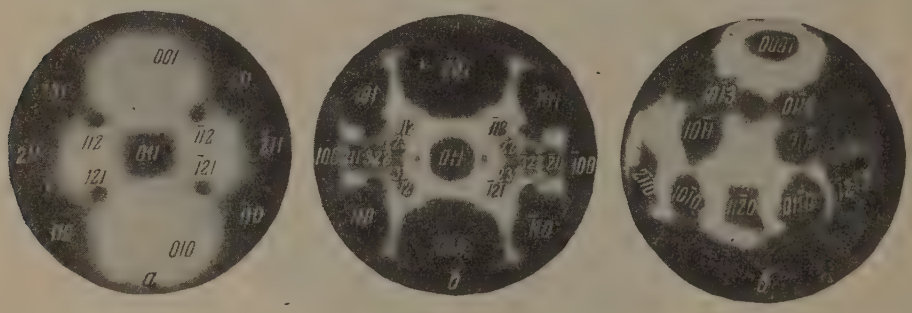


Рис. 4. Изображения от кристаллов: *а* — скругленного, *б* — «ребристого», *в* — гексагонального.

При непрерывной откачке проектора, т. е. в вакуумных условиях, не исключающих присутствия углеводородных загрязнений, гексагональный кристалл устойчив по отношению к высокотемпературным нагревам (рис. 5, *в*). При напускании кислорода до давления 10^{-5} мм рт. ст. и прогреве острия до 1200—1300° в районе базисной грани гексагонального кристалла наблюдалось образование кубического кристалла (рис. 5, *г* и *д*). Прекращение подачи кислорода, восстановление прежних вакуумных условий и последующий прогрев привели опять к образованию базисной грани гексагонального кристалла (рис. 5, *е* и *ж*).

В отпаянном проекторе с распыленным геттером, где вакуум по приблизительной оценке был около 10^{-8}—10^{-9} мм рт. ст., гексагональный кристалл после нагрева до 2400 ÷ 2500° превратился в кубический «ребристый» (рис. 5, *з*), который в дальнейшем больше не изменялся.

Влияние прогрева на гексагональный кристалл как в присутствии кислорода, так и в вакууме могло заключаться только в необратимом удалении углерода с его поверхности, а далее и из объема, и поэтому образовавшийся впоследствии «ребристый» кубический кристалл должен содержать углерода меньше, чем гексагональный.

На это же указывает и тот факт, что «ребристый» кубический кристалл обычно появляется первым, а гексагональный образуется на нем позднее.

Большая часть приводимых фотографий с гексагональным изображением от вольфрамового и молибденового кристаллов (рис. 4,*в*, рис. 5 и др.) имеет настолько очевидные признаки гексагональной симметрии (6-угольная базисная плоскость, пояс граней призмы, перпендикулярных по отношению к базисной плоскости и с углами в 30° между собой, и т. д.), что исключается всякая возможность отождествления этих изображений со своеобразным расположением посторонних веществ на кубическом кристалле и не оставляет никаких сомнений в том, что дающий изображение кристалл является действительно гексагональным кристаллом.

Образование гексагонального кристалла на вольфраме и молибдене в наших условиях имеет много общего с хорошо известными [7] особенностями образования карбидов на указанных металлах. Появление гексагонального кристалла в наших условиях и его отсутствие при напылении на металл углерода в свободном состоянии (опыты Клейна [8]) согласуются с данными работы [9], где было показано, что образование карбида вольфрама идет главным образом в результате взаимодействия с газовой средой, т. е. для образования карбида, по-видимому, необходим наиболее активный углерод, получающийся в результате распада молекул углеводородов. Имеется много данных [7], указывающих на то, что для образования карбида необходим вполне определенный состав газовой среды и соответствующая температурная обработка, и поэтому нет ничего удивительного, что в электронном проекторе, когда этому обстоятельству не уделялось должного внимания, гексагональный кристалл иногда и не получался.

Более частое появление гексагонального кристалла на молибдене и редкое — на вольфраме объясняется тем, что условия в отношении определенности состава газовой среды для вольфрама более жесткие, чем для молибдена. Вытекает это из диаграммы состояния для систем W—C и Mo—C (смотри, например, [7]), согласно которым карбиды вольфрама имеют значительно более узкую область гомогенности (пределы растворимости углерода в карбидах), нежели карбиды молибдена. Появление гексагонального кристалла на молибдене при более низкой температуре, чем на вольфраме, объясняется тем, что образование карбида является результатом реактивной диффузии [10], для которой энергия активации у молибдена меньше, чем у вольфрама [11].

Гексагональная симметрия кристалла, связь его появления с наличием содержащих углерод веществ, сходство особенностей появления гексагонального кристалла с теми, которые имеют место при образовании карбидов вольфрама и молибдена,— все это не оставляет сомнений в том, что наблюдаемый в электронном проекторе на вольфрамовом и молибденовом остриях гексагональный кристалл является карбидом указанных металлов.

Но как у вольфрама, так и у молибдена, имеется по два карбида — W_2C и Mo_2C, WC и MoC, и нужно определить, с каким именно из них связано появление гексагонального кристалла. Согласно литературным данным [6, 7, 12], указанные карбиды имеют структуру и параметры, указанные в следующей таблице.

Кристаллографические параметры карбидов вольфрама и молибдена

Карбид	Тип решетки	a	c	c/a
W_2C	Гексагональный плотный	2,986	4,712	1,578
Mo_2C	То же	3,012	4,735	1,572
WC	То же простой	2,901	2,831	0,976
MoC	То же	2,901	2,768	0,960

Данные относятся к расположению металлических атомов, определенному методом рентгеноструктурного анализа довольно точно. В таблице не указано существование двух модификаций W_2C и Mo_2C [6], поскольку их структура и параметры мало отличаются; не указано и колебание некоторых из параметров в зависимости от содержания углерода в карбиде, как не имеющее для нас принципиального значения.

Что касается атомов углерода в карбидах вольфрама и молибдена, то рентгеноструктурный анализ не позволяет непосредственно определить их положение, но это может быть сделано, исходя из геометрических сооб-

Рис. 5. Образование карбида на вольфраме: *а* — исходный скругленный кристалл, *б*— начало образования карбида, $T = 1300°$, *в* — формирование гексагонального кристалла, *г* — разрушение гексагонального кристалла в присутствии кислорода 10^{-5}мм рт. ст.), $T = 1200—1300°$, *д*—восстановление гексагонального кристалла после удаления кислорода, *е*—формирование гексагонального кристалла в отпаянном проекторе после прогрева до $T = 1500°$, *ж* — то же после прогрева при $T = 2200—2300°$, *з* — превращение гексагонального кристалла в кубический «ребристый» после прогрева до 2400—2500°

ражений и некоторых других косвенных данных. По-видимому, надежно установленным следует считать, что структура карбидов и расположение атомов металла и углерода в них подобны представленным на рис. 6. В обеих структурах атомы углерода расположены вдоль оси *c* друг над другом, образуя простую гексагональную решетку, вставленную между атомами металла.

Используя эти данные относительно структуры карбидов, можно было вычислить углы, составляемые с осью *c* нормалями к наиболее вероятным граням двух главных поясов [11$\bar{2}$0] и [1$\bar{1}$00], которые могли бы образоваться на гексагональных кристаллах с отношением осей $c/a = 1{,}58$ и $c/a = 0{,}98$. Результаты вычислений в виде диаграмм представлены на рис. 7. Левая половина диаграмм относится к одному из поясов кубического объемно-центрированного кристалла, с которым при выполнении принципа ориентационного соответствия совпадает (или очень к нему близок) соответствующий пояс гексагонального кристалла.

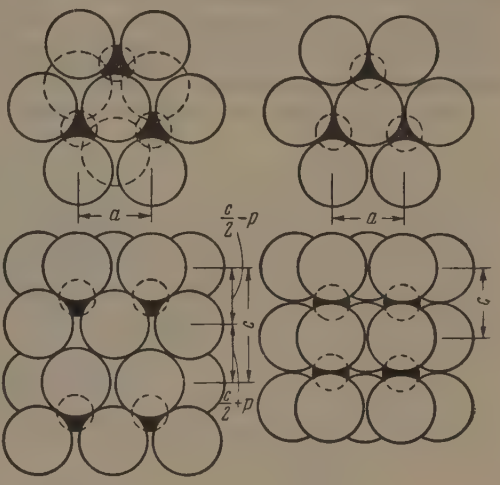
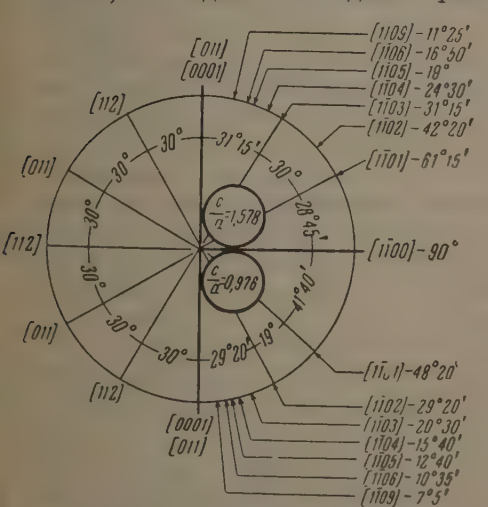


Рис. 6. Схематическое изображение структуры карбидов W_2C и Mo_2C, WC и MoC ($p \approx 0{,}02$ Å)

Измерения углов между гранями (точнее, между нормалью к грани и осью *c*) производилось по фотографиям изображения гексагонального кристалла, представляющего своеобразную его проекцию, при помощи координатных сеток, упомянутых выше. Достижимая точность зависела от того, насколько близко имеющаяся в наборе координатная сетка соответствовала фотографии изображения, а также и от того, насколько центр грани (который к тому же на фотографии сам не всегда мог быть определен точно) совпадал с выходом нормали к данной грани. В большинстве слу-



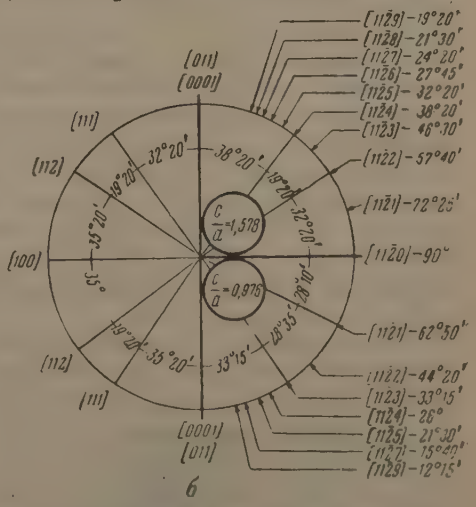


Рис. 7. Диаграммы, иллюстрирующие расположение граней и углов между ними для поясов: *а* — [111] и *б* — [011] — объемно-центрированного кубического кристалла и для поясов: *а* — [11$\bar{2}$0] и *б* — [1$\bar{1}$00] — гексагональных кристаллов с отношением осей $c/a = 1{,}578$ и $c/a = 0{,}976$

чаев сравнительно легко для абсолютных значений углов могла быть достигнута точность в 3—5° и значительно лучшая — для разности между близкими углами. Для углов, измеренных таким образом, на большом количестве фотографий, были получены значения 0°, 20°, 30°, 60° и 90° для граней одного пояса и 0°, 55° и 90° — для граней другого.

Сравнение последовательности измеренных и вычисленных значений углов (рис. 7) показало, что наилучшее совпадение имеет место для гексагонального кристалла с отношением осей $c/a = 1{,}58$, т. е. что гексагональными кристаллами, образующимися в проекторе на вольфраме и молибдене, являются кристаллы карбидов W_2C и Mo_2C.

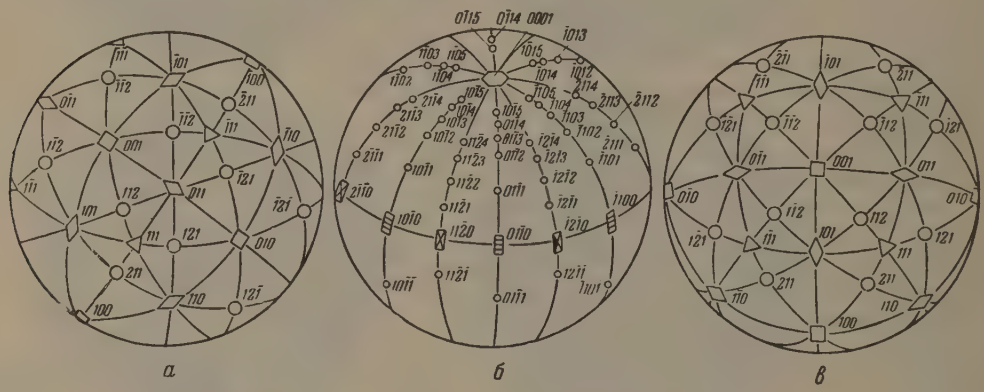


Рис. 8. Полюсные фигуры, соответствующие рис. 5

Подтверждение нашему заключению о том, что образующиеся карбиды являются карбидами W_2C и Mo_2C, можно усмотреть в работе [13], где наблюдениями форм роста кристаллов WC, получающихся из расплавов Ni-WC и Co-WC, а также исходя из рассмотрения структуры карбида WC, было установлено, что WC кристаллизуется в виде дитригональных дипирамид, от которых появление гексагонального изображения возможно лишь как исключение.

Обнаруженное нами ранее [4] совпадение грани {0001} гексагонального кристалла с гранью {011} объемно-центрированного кубического кристалла желательно было рассмотреть с точки зрения выполнимости принципа ориентационного соответствия. Как известно, этот принцип был установлен, подвергнут детальной проверке и подтвержден как результатами рентгеноструктурного анализа [12, 14, 15], так и непосредственными наблюдениями в электронном проекторе [16—19] для случая аллотропических превращений. Согласно принципу ориентационного соответствия изменение структуры при аллотропическом превращении должно происходить таким образом, что какая-либо одна совокупность взаимно параллельных плотно упакованных плоскостей и совокупность взаимно параллельных плотно упакованных рядов в кристалле сохраняют свою ориентацию неизменной.

Применительно к превращению, сопровождающемуся переходом объемно-центрированной кубической решетки в гексагональную, это означает, что грань {0001} гексагонального кристалла должна совпадать с гранью {011} кубического, а грань $\{11\bar{2}0\}$ — с гранью {111}.

В соответствии с указанным условием гексагональный кристалл по отношению к объемно-центрированному кубическому кристаллу может быть ориентирован двенадцатью, а кубический по отношению к гексагональному — шестью различными способами (подробнее см. [20]).

Во всех наблюдавшихся нами случаях образования карбида, как на вольфраме, так и на молибдене, имело место выполнение условий ориентационного соответствия. Как об этом свидетельствуют многочисленные

фотографии и соответствующие им полюсные фигуры, построенные при помощи упомянутых выше координатных сеток, гексагональный кристалл карбида по отношению к кубическому был ориентирован таким образом, что с гранью {011} кубического кристалла совпадала грань {0001} гексагонального, а с гранью {111} — грань $\{11\bar{2}0\}$, причем независимо от того, был ли кубический кристалл скругленным или «ребристым». Согласно имеющимся сведениям относительно ориентированных превращений в кристаллах выполнение указанных условий соответствует взаимному превращению кубической объемно-центрированной и гексагональной, плотно упакованной, решеток и является еще одним доказательством того, что карбид является карбидом W_2C и Mo_2C.

Одинаковая ориентация гексагонального кристалла по отношению к кубическому независимо от того, является ли он скругленным или «ребристым», свидетельствует об идентичности структур скругленного и «ребристого» кристалла, т. е. структура «ребристого» кристалла является также объемно-центрированной кубической. На идентичность структур указывает также и то обстоятельство, что ориентация скругленного и «ребристого» кристаллов при их взаимных превращениях не изменяется.

Выполнение условий ориентационного соответствия имело место даже в том случае, когда кубический кристалл (рис. 5,*а*), превратившись в гексагональный (рис. 5,*в*) и затем снова в кубический (рис. 5,*г* и *д*), оказался повернутым по отношению к первоначальному положению: оба кубических кристалла, исходный и повернувшийся, были закономерно ориентированы по отношению к промежуточному гексагональному кристаллу (см. также соответствующие полюсные фигуры рис. 8).

Примечательным является также другой пример, когда возле одного гексагонального кристалла (рис. 9,*а*) образовался в результате высокотемпературных прогревов в условиях недостаточно высокого вакуума пояс граней призмы другого гексагонального кристалла (рис. 9,*б*) и оба они оказались закономерно ориентированными по отношению к кубическому «ребристому» кристаллу, появившемуся в результате превращения одного из гексагональных кристаллов (рис. 9,*в*) (см. также соответствующие полюсные фигуры рис. 10).

Помимо ориентации одного кристалла по отношению к другому, следует рассмотреть ориентацию кристалла по отношению к оси острия.

Кубический кристалл обычно ориентирован таким образом, что одна из его граней {011} перпендикулярна оси острия, а остальные располагаются под соответствующими углами к ней. Такая ориентация вытекает из наличия соответствующей текстуры у вольфрамовой проволочки, из которой изготовляется острие. При такой ориентации кубического кристалла возникающий из него гексагональный кристалл при выполнении условий ориентационного соответствия может быть ориентирован по отношению к оси острия следующими шестью различными способами: одна ориентация с осью [0001], параллельной оси острия, вторая, — когда эти две оси перпендикулярны, и четыре ориентации с осью [0001], наклоненной к оси острия под углом 60°.

При работе с вольфрамовым и молибденовым остриями наблюдались все ориентации, за исключением такой, когда ось [0001] была бы перпендикулярной к оси острия. Довольно редко (на вольфраме в особенности) наблюдалась ориентация карбида с осью [0001], параллельной оси острия (рис. 9,*а*). В большинстве же случаев наблюдалась ориентация с осью [0001], наклоненной к оси острия под углом 60° (например, рис. 5).

Одним из объяснений этого явления можно считать то обстоятельство, что вероятность появления первых двух ориентаций составляла $^1/_6$, тогда как для последних она была $^4/_6$. Возможно, что с увеличением количества наблюдавшихся случаев образования карбидов можно было бы увидеть и ориентацию с осью [0001], перпендикулярной оси острия. Не-

менее вероятным представляется нам и другое объяснение, а именно, что при ориентации кристалла осью [0001] под углом 60° к оси острия имеет место совпадение наибольшего числа граней кубического и гексагонального кристаллов по всему острию (включая и его ножку), т. е. минимальное изменение его огранки, а следовательно, и свободной поверхностной энергии.

При ориентированных превращениях не исключена возможность одновременного возникновения и последующего сосуществования нескольких кристаллов, различно ориентированных, но с выполнением условий ориентационного соответствия для каждого из них.

Рис. 9. Образование карбида на молибдене: *а* — гексагональный кристалл с базисной гранью, перпендикулярной оси острия; *б* — появление пояса граней призмы второго гексагонального кристалла, *в*—превращение одного из гексагональных кристаллов в кубический «ребристый»

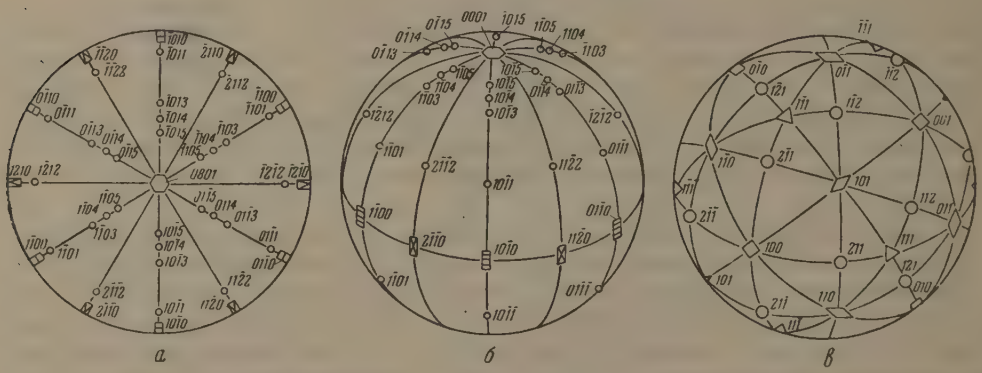


Рис. 10. Полюсные фигуры, соответствующие рис. 9

В наших условиях в большинстве случаев из одного кристалла, например кубического, получался также один гексагональный кристалл. Наблюдалось несколько случаев, когда рядом с уже сформировавшимся гексагональным кристаллом появлялись грани призмы другого гексагонального кристалла (рис. 9,*б*).

Интересный случай наблюдался нами на молибденовом острие, которое, судя по изображению (рис. 11,*а*), имело признаки незначительного загрязнения кислородом. После напыления паров вакуумной смазки на нагретое до 800—900° острие возле каждого направления [111] кубического кристалла появилось по три грани, которые по их конфигурации могут быть надежно идентифицированы как грани $\{11\bar{2}0\}$ гексагонального кристалла (рис. 11,*б*). Грани эти по отношению к кубическому кристаллу расположены вполне определенным образом, а именно, так, что пояс граней призм гексагонального кристалла совпадает с поясом [011] кубического кристалла. Здесь наблюдается некоторое отступление от условий

ориентационного соответствия: с гранью {011} совпадает довольно точно грань $\{1\bar{1}00\}$, тогда как для граней {111} и $\{11\bar{2}0\}$ имеется небольшое расхождение. Нет никаких признаков формирования базисной грани гексагональных кристаллов.

Последующие прогревы до 1200—1300° сопровождались изменением расположения поясов граней призмы и исчезновением некоторых из них рис. (11,*в* и *г*). После нескольких прогревов сформировался один гексагональный кристалл с хорошо проработанными гранями призмы и намечающейся базисной плоскостью (рис. 11,*е*).

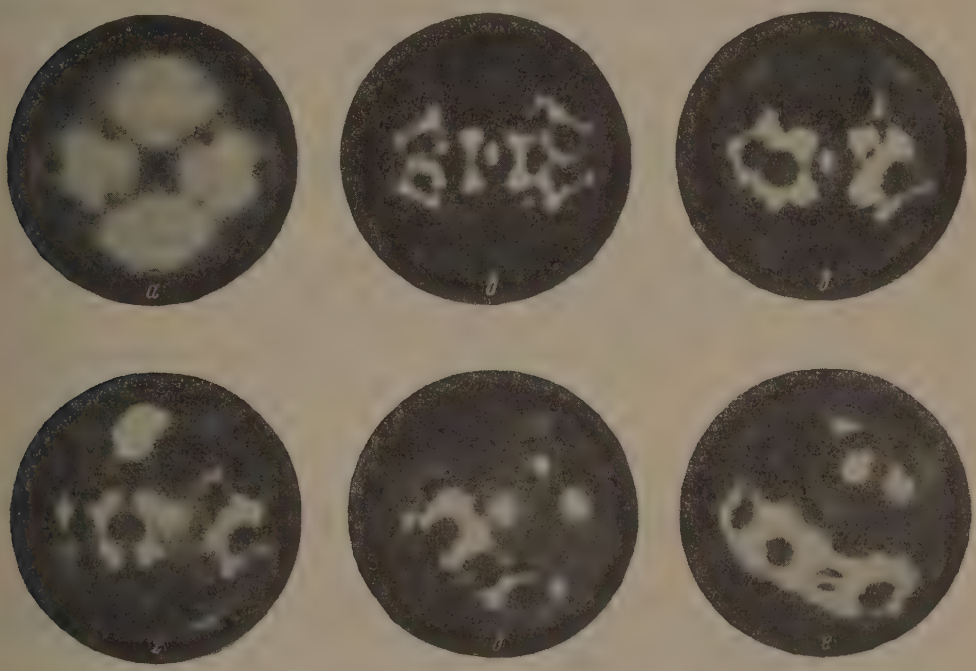


Рис. 11. Образование карбида на молибдене

Ориентация его находится в полном согласии с условиями ориентационного соответствия, а именно: грань {0001} совпадает с гранью {011}, а грань $\{11\bar{2}0\}$ с гранью {111}.

Процесс карбидизации молибденового кристалла в данном случае происходит, по-видимому, следующим образом. Вначале карбидная фаза образуется на поверхности металлического кристалла одновременно в нескольких местах, но с выполнением условий структурного соответствия. В дальнейшем карбидизация распространяется в глубь кристалла, и одновременно идет процесс собирательной рекристаллизации. В конце концов, карбидизация охватывает весь объем, сохраняется и формируется один (реже несколько), наиболее крупный, гексагональный кристалл, закономерно ориентированный по отношению к исходному кубическому кристаллу.

Нам кажется непонятным отсутствие карбидов WC и MoC, появление которых должно было сопутствовать образованию W_2C и Mo_2C. Многочисленные измерения углов на гексагональных кристаллах в проекторе никогда не соответствовали структуре с $c/a = 0{,}976$.

Остается невыясненной и природа кубического «ребристого» кристалла, появление которого часто предшествовало появлению гексагонального кристалла.

Ленинградский физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Царев Б. М., Успехи физ. наук, **36**, 181 (1948).
2. Электронная микроскопия.— ГИТТЛ, 1954.
3. Müller E. W., Ergebn. exakt. Naturwiss., **27**, 290 (1953).
4. Комар А. П., Таланин Ю. Н., Изв. АН СССР. Сер. физ. **20**, 1137 (1956).
5. Комар А. П., Таланин Ю. Н., Сб. Рост. кристаллов, стр. 110—118.— Изд. АН СССР, 1957.
6. Бокий Г. Б., Введение в кристаллохимию. — Изд. МГУ, 1954.
7. Самсонов Г. В., Уманский Я. С., Твердые соединения тугоплавких металлов.— Металлургиздат, 1957.
8. Klein R., J. Chem. Phys., **22**, 1406 (1954).
9. Креймер Г. С., Эфрос Л. Д., Воронкова Е. А., Ж. техн. физ., **22**, 858 (1952).
10. Бугаков В. З., Диффузия в металлах и сплавах.— ГИТТЛ, 1949.
11. Самсонов Г. В. и Латышева В. П., Физ. металлов и металловедение, **2**, 309 (1956).
12. Ивенсен А. А., Курдюмов Г. В., Вестн. металлопромышленности, № 9—10, 165 (1930).
13. Pfau H., Rix W., Z. Metallkunde, **45**, 116 (1954).
14. Курдюмов Г. В., Закс Г., Вестн. металлопромышленности, № 9—10, 165 (1930).
15. Burgers W. G., Physika, **7**, 561 (1934).
16. Комар А. П., Шредник В. Н., Ж. эксперим. и теор. физ., **32**, 184 (1957).
17. Schleicher H., Z. Naturforsch. a., **7**, 471 (1952).
18. Brock E. G., Phys. Rev., **100**, 1619 (1955).
19. Buhl O., Schüler C., Z. Metallkunde, **48**, 116 (1957).
20. Комар А. П. и Шредник В. Н., Физ. металлов и металловедение, **5**, *3* (1957).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ А. П. КОМАРА и Ю. Н. ТАЛАНИНА

И. Л. Соколькая.— «Кубический карбид» устойчивее, чем гексагональный в отношении прогрева в вакууме. Решетка вольфрама «разбухает» при образовании гексагонального. Как же объяснить образование сначала WC и MoC и лишь затем образование W_2C и Mo_2C?

Ю. Н. Таланин.— W_2C и Mo_2C не образуются сразу из-за разбухания решетки. При образовании WC и MoC требуется еще большее изменение объема. Говоря об образовании монокристаллов, мы не имеем в виду образование законченного кристалла, а лишь «наросты» на отдельных гранях кристалла с соответствующим составом. На макроскопических образцах карбидизация идет по схеме: $W \rightarrow WC \rightarrow W_2C$. По-видимому, эта схема выполняется и для микрокристалла острия.

Б. Г. Смирнов.— При какой температуре образовывались W_2C и Mo_2C?

Ю. Н. Таланин.— При 1400—1800°К.

Н. А. Горбатый.— Не производились ли опыты с напылением углерода на острие с угольной нити?

Ю. Н. Таланин.— Не производились; для образования карбидов необходим углерод in statu nascendi.

Г. Н. Шуппе.— При карбидизации острия заводским способом в смеси бензола и водорода нам не удалось получить симметричных картин в проекторе. Однако случайно получались картины, подобные продемонстрированным в докладе. Мы считаем, что это не карбид, а картина загрязненного вольфрама. Измерение углов с целью определения структуры — метод рискованный, так как трудно учесть коэффициент сжатия.

А. П. Комар.— Неудивительно, что заводской способ карбидизации не дал положительного результата. При больших концентрациях углерода получается поликристаллическое образование с резким рельефом. Необходимо, чтобы процесс шел с малой скоростью. Для «случайного» образования карбидов не требуется много углерода. Углеводороды в небольшом количестве могут быть на стекле, на недостаточно очищенном монтаже и т. п.

При определении углов коэффициент сжатия определялся с хорошей точностью по картине чистого вольфрама, где величина углов хорошо известна из кристаллографии. 2—3° — это итоговая погрешность измерения.

И. Л. Соколькая.— При попытках карбидирования вольфрамового острия промышленным способом в нашей лаборатории было замечено заметное в оптическом микроскопе разбухание острия. Попытки получения карбидов напылением

на вольфрам углерода с угольной нити приводили лишь к образованию «ребристого» острия (как у Клейна).

Гексагональный карбид вольфрама получался только при введении в проектор углеводородов при обязательном соблюдении двух условий:

1) низкой упругости паров углеводородов,

2) предварительного образования монокристалла W на кончике острия прогревом в высоком вакууме.

Если эти условия не были выполнены, то образовывались мелкие, легко отделимые кристаллики, острие быстро разрушалось. Гексагональные картины получались, как правило, после образования ребристого кристалла.

Ребристые кристаллы тоже часто получались случайно, причиной тому могли быть малейшие органические загрязнения в колбе, в частности, ребристые кристаллы получались всегда в результате прогрева острий после напыления фталоцианина меди.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. Н. ШРЕДНИК

АДСОРБЦИЯ ЦИРКОНИЯ И БАРИЯ НА ВОЛЬФРАМЕ И РАБОТА ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНОВ

Введение

Методика электронного автоэмиссионного проектора [1], примененная в работе, чрезвычайно удобна для изучения пленочных покрытий. Она уже много раз использовалась в этих целях [2—6], всегда давая ценные сведения о весьма тонких явлениях, происходящих на поверхности монокристалла. При помощи проектора можно визуально наблюдать течение поверхностных процессов при увеличении порядка 10^5 и разрешающей силе 40—50 Å. В колбе проектора нетрудно создать вакуум, позволяющий сохранить исследуемую поверхность свободной от адсорбированных газов в течение часов и даже суток. Наконец, автоэмиссионный метод дает возможность получать разнообразные количественные данные, являясь, в частности, одним из методов определения работы выхода, не требующим нагревания исследуемого слоя.

Система Zr—W подробным исследованиям не подвергалась. Дэшман с сотрудниками [7] показал, что монослой Zr на W имеет работу выхода 3,15 eV (работа выхода самого Zr, по усредненным данным [8], равна 3,84 eV) и что поведение Zr на W во многом аналогично поведению Th на W. Детальное исследование слоев Zr на монокристалле W представляет интерес не только для катодной электроники, но и для физики металлов (поверхностная диффузия, достройка решетки). Ниже будет изложена лишь часть работы по исследованию поведения Zr на W, относящаяся главным образом к изменению эмиссионных свойств непрогретого конденсата Zr на W при последовательном увеличении поверхностной концентрации Zr.

Поведение Ba на монокристалле W уже неоднократно исследовалось при помощи проектора [2, 4, 5, 9]. Поэтому в настоящей работе опыты с Ba на W проводились только качественно, в основном, для сравнения с поведением Zr на W.

Методика

При определении работы выхода φ электронов при помощи автоэмиссии нужно знать величину напряженности поля (E) у поверхности эмиттера, связанную с конкретной геометрией катода. Последнюю всегда трудно определить точно. Поэтому был применен способ определения φ, использовавшийся еще Хэфером [10], основанный на том, что тонкая пленка напыленного вещества слабо изменяет геометрию W острия, и множитель α в формуле $E=\alpha V$ (V — приложенное напряжение) остается постоянным. Коэффициент α можно определить, зная работу выхода чистого вольфрама, из уравнения Фаулера—Нордгейма [11]:

$$j = 1{,}55\cdot 10^{-6}\frac{E^2}{\varphi}\exp\left[-6{,}83\cdot 10^{7}\frac{\varphi^{3/2}}{E}\vartheta(y)\right], \qquad (1)$$

где j — плотность тока, $\vartheta(y)$ — эллиптическая функция Нордгейма, исправленная в работе [12], $y = \frac{3{,}78 \cdot 10^{-4} \sqrt{E}}{\varphi}$, j, E и φ измеряются в A см$^{-2}$, V см$^{-1}$ и eV соответственно.

В данной работе по измерениям полного тока I и напряжения V строились полулогарифмические характеристики: $\lg I/V^2$ в зависимости от $1/V$, которые оказывались хорошими прямыми вплоть до минимальных измерявшихся плотностей токов (не меньше 1 A см$^{-2}$). Отношение тангенсов углов наклона прямых, соответствующих исследуемому слою и чистому вольфраму (β_x и β_W соответственно), позволяло определить работу выхода слоя φ через работу выхода вольфрама φ_W по формуле:

$$\varphi_x = \varphi_W \left(\frac{\operatorname{tg} \beta_x}{\operatorname{tg} \beta_W} \right)^{2/3}. \qquad (2)$$

Работа выхода вольфрама принималась равной 4,5 eV. Однако в действительности для исходной поверхности вольфрама она могла отличаться от 4,5 eV , так как поверхность могла, например, содержать некоторую примесь Zr, который трудно удалить полностью. Метод, следовательно, не может претендовать на точное определение абсолютных величин φ. Тем не менее, определенная по формуле (2) относительная работа выхода является более надежной характеристикой истинной φ, чем напряжение, требуемое для заданного тока эмиссии (такой критерий нередко используется в работах с электронным проектором), так как прямые $\lg I/V^2 = f(1/V)$ часто смещаются параллельно самим себе.

Формула (2) получена без пренебрежения функцией Нордгейма $\vartheta(y)$ в формуле (1). Учет при расчете прозрачности потенциального барьера, сквозь который туннельно проходят электроны, шоттковского понижения барьера, что формально делается введением функции $\vartheta(y)$, сказывается на величине прозрачности барьера, но практически не влияет на производную от прозрачности по $(1/E)$ [12]. Математически это выражается в том, что $\vartheta(y)$ весьма близка к параболе. Значения E и φ, имевшие место при измерениях работы выхода слоев Zr на W, укладываются в интервал $0{,}55 \geqslant y \geqslant 0{,}35$. Аппроксимация $\vartheta(y) = 0{,}965 - 1{,}1\, y^2$ в этом интервале, дающая расхождение с табличными значениями максимально на 0,45%, вообще исключает из показателя (1) дополнительную зависимость от E.

Определенная по полному току $I = \int_S j\,dS$ (S — площадь эмиттера) работа выхода является усредненной величиной. Совершенно аналогично тому, как это получено в случае термоэмиссии [13], можно показать, что средняя автоэмиссионная работа выхода представляется выражением:

$$\overline{\varphi^{3/2}} = \frac{\int_S j \varphi^{3/2}(x, y)\, dS}{\int_S j\, dS}. \qquad (3)$$

Так как зависимость плотности тока автоэмиссии от φ еще более резкая, чем для термоэмиссии, можно считать, что автоэмиссионная работа выхода является еще в большей степени работой выхода сильно эмиттирующих участков катода, т. е. участков с малой φ.

Наблюдения автоэмиссионных картин показывают, что часто и среди эмиттирующих участков имеются заметные различия по яркости. Рассмотрим, каков характер усреднения получаемой на опыте $\bar{\varphi}$ по этим, сильно эмиттирующим участкам. Пусть для i-го участка с работой выхода φ_i

$$I_i / V^2 = A_i \exp\left(-B \varphi_i^{3/2} \frac{1}{E} \right),$$

где в весовом множителе A_i наиболее сильно меняющейся от одного участка к другому величиной будет площадь участка S_i. Получая на опыте хорошую прямую для $\lg I/V^2 = f(1/V)$, можно утверждать, что показатели экспонент в сумме, составляющей полный ток со всех участков $I = \sum_i I_i$, не сильно отличаются один от другого, так как в сумме они приближенно дают экспоненту. Очевидно, что чем меньше поле, тем сильнее должно сказываться различие между участками с разной работой выхода, и полулогарифмические характеристики будут отклоняться от прямых. Верхний предел разброса φ_i эмиттирующих участков при напряженности поля E, при котором $\lg I/V^2 = f(1/V)$ не отклоняется от прямой, ограничивается соотношением:

$$B(\varphi_i^{3/2} - \overline{\varphi}^{3/2}) < E. \qquad (4)$$

Для полей, обеспечивающих плотность автоэмиссионного тока $j = 1$ А см$^{-2}$ (весьма малую для автоэмиссии), соотношение (4) дает для допустимого предельного разброса φ_i значение $\pm 0{,}15$ eV при $\overline{\varphi} = 4{,}5$ eV и $\pm 0{,}1$ eV при $\overline{\varphi} = 3$eV. При выполнении условия (4) работа выхода, измеренная по наклону полулогарифмических автоэмиссионных характеристик, определится как среднее взвешенное для $\varphi^{3/2}$:

$$\overline{\varphi^{3/2}} = \frac{\sum_{i=1}^{n} A_i \varphi_i^{3/2}}{\sum_{i=1}^{n} A_i}. \qquad (5)$$

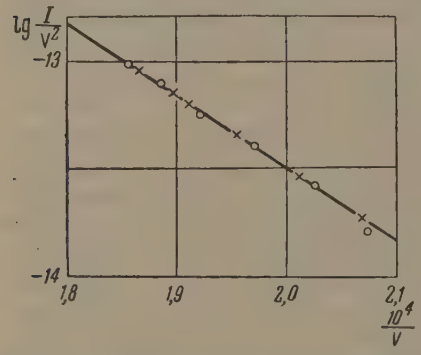


Рис. 1. Воспроизводимость характеристик $\lg I/V^2 = f(1/V)$ для слоя Zr на W типа рис. 6, *г* при экспозиции в вакууме

Вакуум в отпаянных проекторах, использовавшихся в работе, был, повидимому, выше чем 10^{-11} мм рт. ст. относительно влияющих на эмиссию газов: он определялся по скорости изменения как визуально наблюдаемой картины, так и эмиссионных характеристик при экспозиции в вакууме [14]. Стабильность характеристик иллюстрируется рис. 1: повторные точки, обозначенные крестиками, снятые после 16 час экспозиции в вакууме одного из слоев Zr на W, легли с большой точностью на ту же прямую. Способ получения такого вакуума уже описан [15]. Практически приходилось в большей степени опасаться изменения эмиссионных характеристик за время наблюдения, так как при включенном высоком напряжении скорость загрязнения или разрушения поверхности эмиттера за счет ионов, образующихся преимущественно на экране, была намного выше, чем при экспозиции в вакууме. Поэтому в тех случаях, когда между снятием точек прогрев был недопустим, поле включалось на минимально короткий срок, и мы старались избегать снятия характеристик при больших токах (более 10 μA). Точки, как правило, очень хорошо ложатся на прямую, поэтому достаточно было брать 6—7 точек.

Температура эмиттера и напылителей измерялась при помощи оптического пирометра в области 800÷2000° и экстраполировалась в сторону низких температур по кривой зависимости T от сопротивления нагреваемой нити.

Цирконий напылялся на острие сбоку из капли Zr на вольфрамовой проволоке, которая нагревалась всегда до одной и той же температуры (~1700°). Чистота напыляемого Zr была обусловлена, кроме хорошего обезгаживания, тем, что упругость паров возможных соединений Zr

с остаточными газами низка сравнительно с упругостью паров Zr при температуре распыления. Барий напылялся на вольфрам аналогичным способом из танталовой лодочки, наполненной смесью карбоната бария с восстанавливающими Ba металлами. При напылении Zr и Ba на приблизительно полусферическую поверхность острия их концентрация на поверхности в зависимости от угла падения меняется по формуле:

$$N = N_0 \cos\gamma \qquad (6)$$

(N — число атомов Zr или Ba на 1 см^2 поверхности W, γ — угол падения, N_0 — концентрация напыляемых атомов в случае, когда поверхность перпендикулярна к атомному пучку, т. е. $\gamma = 0$).

Результаты

А. Адсорбция Zr и Ba на W

Для нескольких вольфрамовых острий были сняты кривые изменения $\bar{\varphi}$ в зависимости от времени напыления Zr. Температура острия была комнатной. Zr напылялся последовательно, малыми порциями. Предполагалось, что таким образом будет обнаружен минимум работы выхода, соответствующих той стадии напыления, когда монослой будет занимать наибольшую площадь на кончике острия, а затем $\bar{\varphi}$ по мере сужения площади с покрытием, соответствующим монослою, будет возрастать (5). Однако для всех острий кривые $\bar{\varphi}$ ($t_{\text{нап}}$) не проходили через минимум, а плавно переходили от работы выхода W к определенному значению, которое уже не менялось при напылении больших количеств Zr и соответствовало, по-видимому, работе выхода Zr. Подобные кривые для двух острий показаны на рис. 2, разброс абсолютных значений для горизонтальных участков кривых связан с особенностями метода.

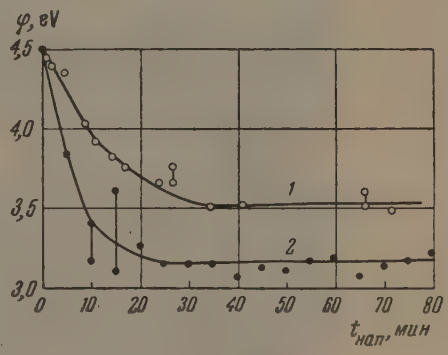


Рис. 2. Кривые зависимости $\bar{\varphi}$, от времени напыления Zr на W: *1* — острие радиусом 1,2 μ (см. рис. 3 и 7), *2* — острие радиусом 0,4 μ (см. рис. 6)

Снимки рис. 3 (*а*—*г*) иллюстрируют отдельные стадии последовательного напыления. Характерно, что при малом времени напыления (рис. 3,*б*) выявляются периферические области кристалла W со стороны напыления. Это связано с тем, что снижение поля от вершины острия к периферии компенсируется (в смысле влияния на плотность тока) убыванием концентрации Zr от периферии к вершине. Потемнение далеких боковых областей (рис. 3, *в*) может являться, таким образом, первым признаком того, что большая часть острия покрыта более чем моноатомным слоем Zr, имеющим везде одинаковую работу выхода. Если бы через напыленный слой где-то проходила полоса с $\varphi < \varphi_{Zr}$, то со стороны напыления она была бы ограничена резким потемнением (мы увидим это на примере Ba), так как там и концентрация Zr выше и поле слабее. Однако при любых толщинах слоев Zr наблюдается примерно одинаковая эмиссия широкой области кристалла.

Снимки рис. 4 (*а* — *г*) показывают серию картин эмиссии при последовательном напылении на вольфрам бария, который дает четкий минимум работы выхода при комнатной температуре (этот минимум дважды обнаружен методом контактной разности потенциалов [16, 17]). Здесь отчетливо видно, что сильно эмиттирующая полоса по мере напыления постепенно сужается и продвигается к вершине острия. Эмиссионный контраст

между оптимальными покрытиями Ba и Zr на W по отношению к толстым слоям Ba и Zr соответственно должен быть одинаков, так как отношение работ выхода этих слоев в обоих случаях примерно одинаково (~0,8). По-видимому, при комнатной температуре слой Zr на W с работой выхода, меньшей, чем работа выхода Zr, вообще не образуется.

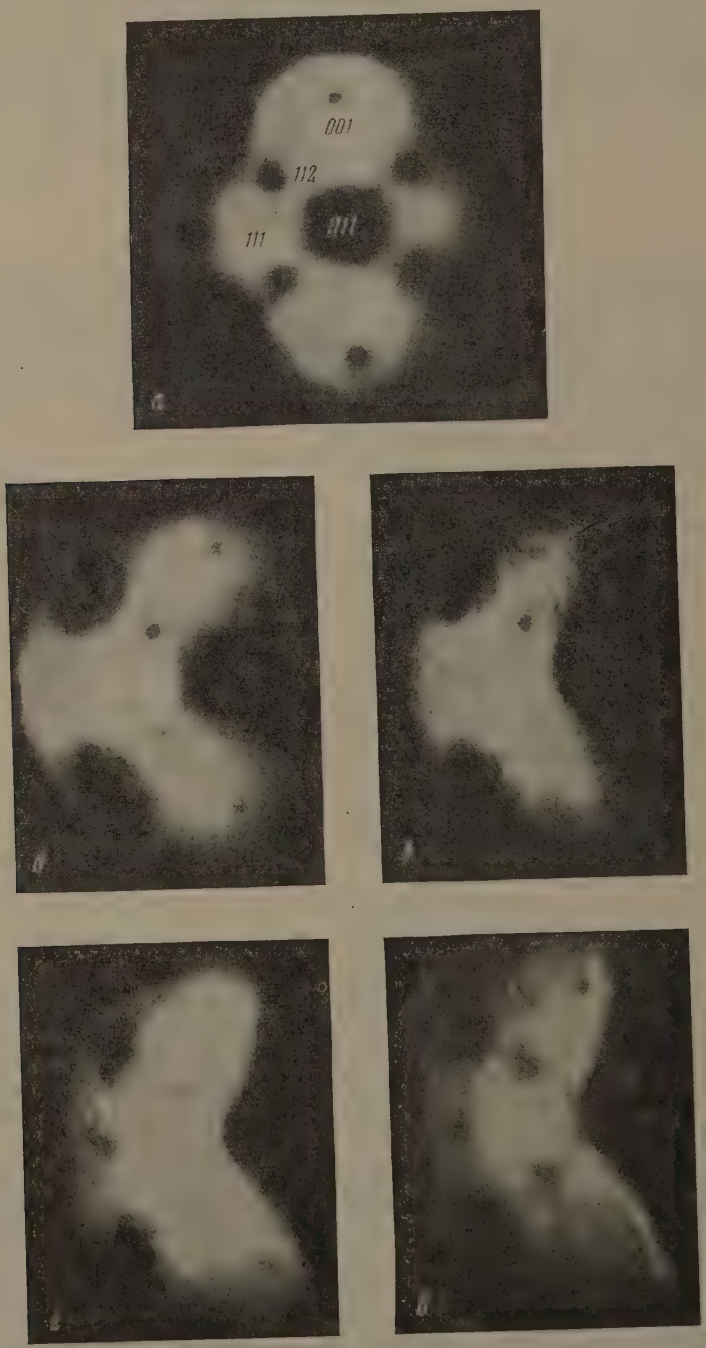


Рис. 3. Эмиссионные картины напыления Zr на W; острие радиусом 1,2 μ при различных временах напыления: *а* — чистый W, $\varphi = 4{,}5$ eV; *б* — 9 мин, $\varphi = 4{,}0$ eV; *в*—35 мин, $\varphi = 3{,}5$ eV; *г* — 170 мин, *д* — после 5 мин прогрева при 530°. Яркое пятно в центре — кристаллит. $T = 530°$

Темная полоса, ограничивающая яркую область со стороны напыления, появляется после нескольких минут прогрева толстого слоя Zr на W при $\approx 500°$ (рис. 3, *д* и 5, *б*). При этой температуре медленная миграция Zr по W наблюдается только на грани {011} (рис. 3, *д*). Естественно предположить, что образование слоя с минимальной работой выхода для системы Zr—W требует энергии активации, которая по величине меньше, чем энергия активации для миграции на самой «гладкой» для Zr грани кристалла вольфрама {110}.

Опыт с напылением бария на вольфрам был повторен при температуре 77° K (весь проектор погружался в жидкий азот), однако четкая эмиттирующая полоса, подобная полосе рис. 4, *г*, образовывалась и при этой температуре.

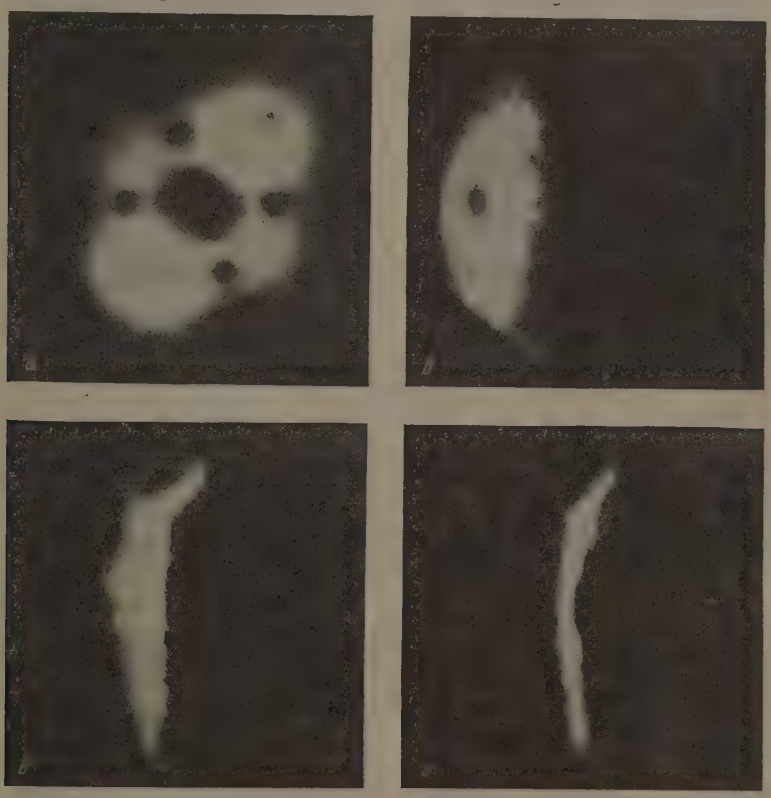


Рис. 4. Эмиссионные картины последовательного напыления Ba на W, острие радиусом 0,6 μ: *а*—чистый W, напряжение для тока 1 μ A (V_0) равно 7 kV, *б*—4 мин, $V_0 = 2{,}7$ kV, *в* — 10 мин, $V_0 = 2{,}22$ kV, *г* — 15 мин, $V_0 = 2{,}25$ kV

Б. Адсорбция Zr на разогнанном слое Zr на W

Работа выхода непрогретого конденсата Zr на W при длительном времени напыления, вероятно, соответствует работе выхода чистого Zr. Ее значение, определенное по горизонтальному участку кривой (рис. 2), оказывается заниженным благодаря большой чувствительности автоэмиссионного метода к шероховатости слоя, приводящей к локальному усилению поля. Естественно считать, что шероховатость напыленного на холодную подложку слоя (имеется в виду шероховатость атомных размеров) выше, чем у разогнанного, прогретого слоя. Тем не менее, при разгонке конденсата Zr по всей поверхности кристалла W и некотором испарении Zr после прогрева острия (до температур порядка 1300° в течение

Рис. 5. Образование темной полосы со стороны напыления у слоя Zr на W при прогреве: *а*—слой Zr на W до прогрева (толщина слоя соответствует выходу кривых $\varphi(t_{\text{нап}})$ на прямой участок), *б* — слой после 2 мин прогрева при 500°. Видны кристаллиты в области, где количество Zr особенно велико. $T = 500°$ (все остальные снимки, кроме 3, *д*, сделаны при комнатной температуре острия)

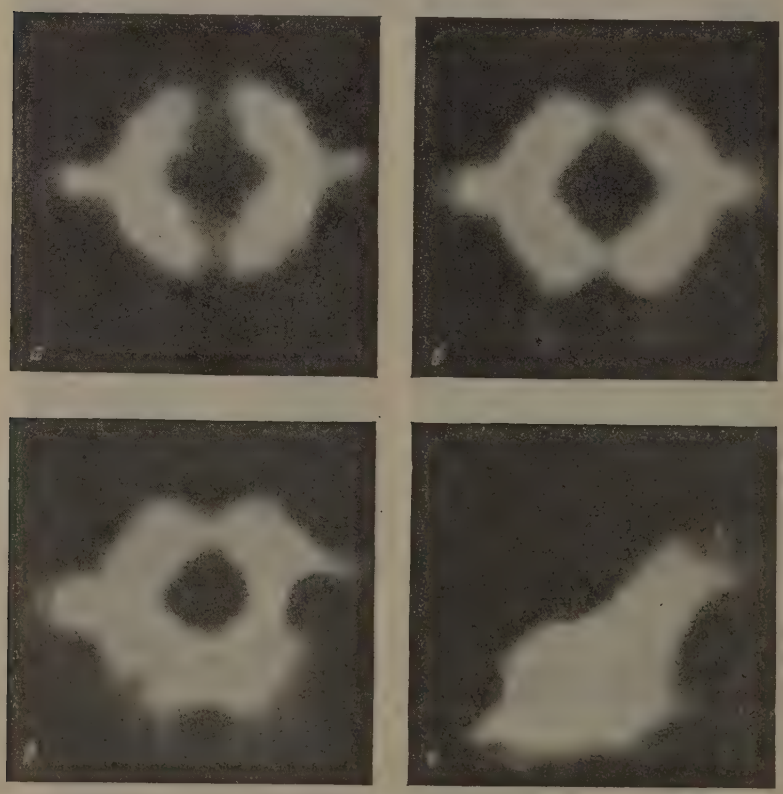


Рис. 6. Дополнительное напыление Zr на разогнанный слой Zr на W (острие $r = 0{,}4\,\mu$): *а* — слой Zr на W после напыления толстого (более 10 атомных слоев) слоя Zr и последующего прогрева при 1300° в течение 4 час; φ — 3,1 eV, *б* — еще 1 час прогрева при 1500°; φ = =3,25 eV, *в*—дополнительное напыление Zr в течение 30 мин на слой предыдущей эмиссионной картины, *г* — тот же слой на чистом вольфраме

нескольких часов) можно получить поверхность Zr на W, обладающую безусловно меньшей шероховатостью и вместе с тем обнаруживающую меньшую среднюю работу выхода (рис. 6,*а*). При дальнейшем прогреве острия при 1500° работа выхода начинает повышаться, что говорит уже об испарении Zr (рис. 6, *б*). Можно предположить, что картины рис. 6, *а* и *б* соответствуют либо слою Zr на W с минимальной работой выхода, либо в областях {112} образовались макроскопические «валы», т. е. изменилась форма кристалла и понижение φ является кажущимся. Чтобы выяснить, какой из указанных случаев имеет место, на эту поверхность при комнатной температуре был дополнительно напылен (в течение 30 мин)

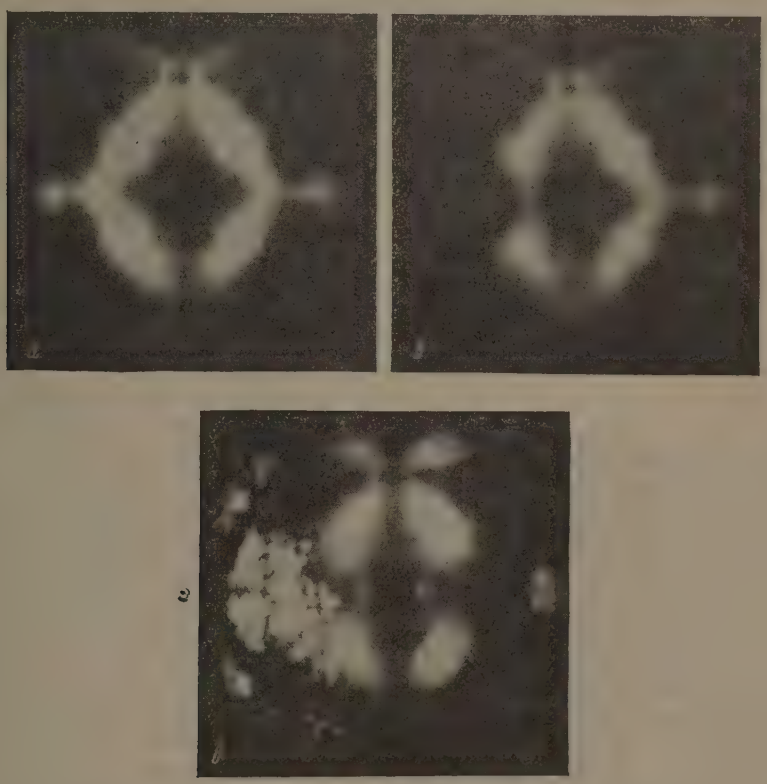


Рис. 7. Дополнительное напыление Zr на разогнанный слой Zr на W (острие $r = 1{,}2$ μ): *а* — слой Zr на W, подобный рис. 6, *а*; $\varphi = 3{,}4$ eV, $V = 7{,}4$ kV, $I = 4$ μ A, *б* — 10 мин напыления Zr на слой рис. 7, *а*, $V = 7{,}4$ kV, $I = 2{,}4$ μ A, *в* — разгонка дополнительно напыленного слоя Zr (всего 35 мин напыления) при температуре 600° в течение 10 мин

слой Zr, соответствующий выходу кривой *1* рис. 2 на прямой участок. Как видно из рис. 6, *в*, напыленный слой оказался более темным, чем подложка. Снимок 6, *г* показывает, как выглядит 30-минутный слой на чистом вольфраме, для этого же самого острия. Характерно, что край резкого потемнения на рис. 6, *в* имеет несимметричную форму, совпадающую с границей светящегося участка в той же области на рис. 6,*г*. Опыт убедительно доказывает, что разогнанный слой рис. 6, *а* и *б* имеет меньшую работу выхода, чем непрогретый конденсат, т. е. меньшую, чем φ_{Zr}. Различное потемнение области {111} и областей, окружающих направление [100], показывает, что при одинаковом количестве напыленного Zr или разные грани по-разному уменьшают эмиссию, или в окружении [100] локальное поле оказывается сильнее.

Опыт был повторен на другом острие. Тепловой обработкой была получена поверхность рис. 7, *а*, аналогичная поверхности рис. 6, *а*. После дополнительного напыления Zr на эту поверхность в течение 10 мин получена картина эмиссии рис. 7, *б*. Соответствующий слой на вольфраме показан на рис. 3,*б*. Опыт подтверждает тот факт, что по крайней мере в области {111} был слой с работой выхода меньшей, чем работа выхода чистого Zr. В областях {112}, по-видимому, образуются «холмы», повышающие локальное поле, так как эмиссию этих участков не удалось «погасить» дальнейшим дополнительным напылением Zr. При прогреве слоя до 500—600° из-за миграции Zr на правую половину острия темнеет и вторая область {111} (рис. 7, *в*). Со стороны напыления, где количество Zr велико (был напылен всего 35-минутный слой, такой же, как на рис. 3,*в*), образуются кристаллиты, резко усиливающие локальное поле. Потемнение областей {111} на рис. 6, *в* и 7,*б* можно было бы объяснить образованием плоскостей, однако при учете отсутствия подвижности атомов Zr на W при комнатной температуре такое объяснение кажется мало вероятным. В целом опыты подтверждают, что слой с минимальной работой выхода для Zr на W образуется только при прогреве.

Обсуждение результатов

Можно предложить два возможных объяснения необходимости затраты энергии активации для образования слоя с минимальной работой выхода.

I. Очевидно, что при адсорбции атомов на «холодной» поверхности, когда они не имеют возможности перемещаться, образование второго слоя начнется раньше, чем будет заполнен первый слой. Но даже, если допустить, что второй слой начинает образовываться только после полной застройки первого слоя, то и в этом случае первый адсорбируемый слой не может дать максимально допустимой упаковки без свободного перемещения адатомов по поверхности, если их радиус больше минимального расстояния между площадками адсорбции. На этот факт и связанное с ним образование двух поверхностных фаз указывал впервые Лэнгмюр [18]. Поясним это на примере квадратной решетки (грань {100} вольфрама), когда адсорбированные атомы могут располагаться в силу геометрических обстоятельств через одну площадку в каждом ряду (для Zr на W такое положение имеет место на других гранях, в частности на {110}). Разобьем квадратную сетку на белые и черные поля, подобно шахматной доске. Очевидно, что при статическом попадании атомов на сетку будут образовываться островки как «чернопольной», так и «белопольной» фазы (рис. 8). В местах соприкосновения островков образуются границы с меньшей поверхностной плотностью адсорбированного слоя. При повышении температуры, особенно при наличии отдельных атомов второго слоя, более подвижных, чем атомы первого слоя, появляется возможность движения границ и слияния островков, принадлежащих к одинаковым фазам. При этом небольшие последовательные перемещения отдельных

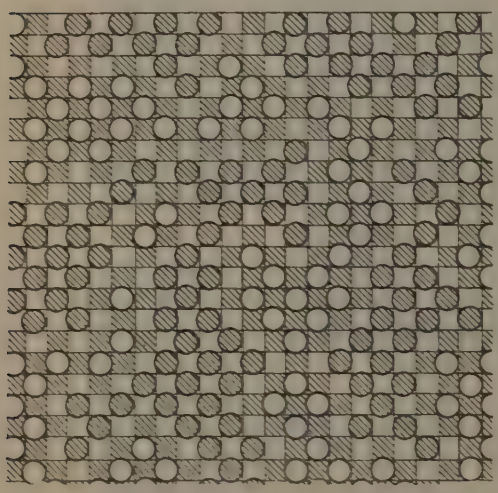


Рис. 8. Две поверхностные фазы по Лэнгмюру

атомов приводят к значительным перемещениям границ. В итоге этого процесса образуется одна фаза со степенью покрытия (долей монослоя) θ, равной единице. Если предположить, что минимум работы выхода соответствует $\theta = 1$, то приведенная модель не только объяснит необходимость энергии активации для образования слоя с минимальной работой выхода, но и тот факт, что она по величине меньше, чем энергия активации для миграции (поверхностной диффузии) на самой «гладкой» грани. Дело в том, что при миграции движутся все поверхностные атомы, тогда как здесь достаточно небольших отдельных смещений атомов или движения их во втором слое (в нашем случае Zr по Zr), что требует меньших энергий. Лэнгмюром [18] показано, что при статистическом заполнении площадок адсорбции при отсутствии подвижности адсорбированных атомов максимально достижимая степень покрытия равна 0,73. Если при такой степени покрытия работа выхода слоя Zr на W примерно равна работе выхода Zr и если при этом учесть, что далее идет заполнение второго слоя, то становится ясной равномерная эмиссия широкого слоя непрогретого конденсата Zr на W. Таким образом, энергия активации нужна для завершения образования слоя с $\theta = 1$.

II. Второе предположение не требует допущения, что минимум работы выхода соответствует $\theta = 1$. По современным представлениям, атомы электроположительных (понижающих работу выхода) металлов на поверхности вольфрама должны быть частично понизованы [19, 20]. Частичная ионизация имеет чисто квантовую природу. Величина ее тем больше, чем меньше разность между работой выхода φ подложки и потенциалом ионизации V_i адсорбированного атома и чем выше валентность последнего. Можно предположить, что адсорбированные на вольфраме при комнатной температуре атомы циркония не ионизованы или ионизованы в слабой степени ввиду большой разницы $V_{i_{Zr}}$ и φ_W (2,4 eV). Прогрев слоя приводит к возбуждению поверхностных атомов Zr (что эквивалентно уменьшению потенциала ионизации) и к увеличению степени частичной ионизации. Состояние частичной ионизации Zr на W, по-видимому, оказывается энергетически более выгодным, чем прежнее, так как процесс понижения работы выхода необратим.

Следует заметить, что при адсорбции на металле, имеющем практически непрерывный спектр энергий электрона как основной, так и возбужденный уровень адатома по существу размазывается в зону с множеством уровней и различной вероятностью пребывания электрона на этих уровнях. Возбужденный адсорбированный атом обладает большим числом возможных состояний, которым соответствуют незанятые уровни в металле, что приводит к более глубокой частичной ионизации адатома, а следовательно, к уменьшению работы выхода.

Отсутствие обнаруженных для Zr на W явлений для системы Ba—W можно объяснить резким различием свойств атомов Zr и Ba. Бо́льшая поляризуемость атомов Ba, меньший ионизационный потенциал, бо́льшая, чем у Zr, подвижность Ba на W, наконец, различие структуры внешних электронных оболочек атомов Zr и Ba,— все это говорит в пользу того, что искать в поведении Zr и Ba на W далеко идущих аналогий вряд ли имеет смысл. По-видимому, явления, аналогичные наблюдавшимся для Zr на W, свойственны таким системам, как Th—W, U—W и т. п.

В заключение автор приносит благодарность А. П. Комару за обсуждение результатов и живой интерес к работе и Ю. Н. Таланину за ряд критических замечаний по тексту статьи.

Ленинградский физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Müller E. W., Ergebn. Exakt. Naturwiss., **27**, 290 (1953).
2. Benjamin M., Jenkins R. O., Proc. Roy. Soc. A. **180**, 225 (1942).

3. Сокольская И. Л., Изв. АН СССР. Сер. физ., **15**, 472 (1951).
4. Becker J. A., Bell System Techn. J., **30**, 907 (1951).
5. Drechsler M., Z. Electrochem., **58**, 340 (1954).
6. Горбатый Н. А. и Шуппе Г. Н., Ж. техн. физ., **25**, 1364 (1955).
7. Dushman S., Dennison D., Reynolds W. B., Phys. Rev., **29**, 903 (1927).
8. Michaelson H. B., J. Appl. Phys., **21**, 536 (1950).
9. Martin S. T., Phys. Rev., **56**, 947 (1939).
10. Haefer R. H., Z. Phys., **116**, 604 (1940).
11. Sommerfeld A., Bethe H., Handb. d. Phys., Bd. **24**. — Berlin, 1933.
12. Burgers R. E., Kroemer H., Houston J. M., Phys. Rev., **90**, 515 (1953).
13. Добрецов Л. Н., Электронная и ионная эмиссия.— ГИТТЛ, 1952.
14. Ashworth F., Advances in Elektronics, 3, I.— 1951.
15. Комар А. П. и Шредник В. Н., Физ. металлов и металловедение **5**, *3* (1957).
16. Лукирский П. И., Векшинский С. А., Созина А. Н., Царева Т. В., Ж. эксперим. и теор. физ., **1**, 71 (1931).
17. Гаврилюк В. М., Тр. ин-та физ. АН УССР, **5**, 87 (1954).
18. Лэнгмюр И., Успехи химии, **10**, 570 (1941); J. Chem. Soc., **511** (1940).
19. Gurney R., Phys. Rev., **47**, 479 (1935).
20. Бонч-Бруевич В. Л., Успехи физ. наук, **40**, 369 (1950).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ В. Н. ШРЕДНИКА

Н. Д. Моргулис. — Сколько времени напылялся цирконий?

В. Н. Шредник. —Время было различным: оно доходило до 100 мин и более.

И. Л. Сокольская.— Как напылялся цирконий?

В. Н. Шредник.— Напылялся на холодное острие; подогревалось оно после напыления.

Г. Н. Шуппе.— Есть ли фотографии, отражающие избирательность адсорбции циркония на вольфраме, именно — скопление его на гранях куба?

В. Н. Шредник.— Такие картины есть (демонстрирует).

М. И. Елинсон.— Отмечает ценность полученных результатов.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. М. БОНЧ-БРУЕВИЧ, Е. С. ГРИШИН и У. Б. СОЛТАМОВ

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ КАТОДОПРОВОДИМОСТИ ДЛЯ УСИЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Если полупроводник облучается электронным потоком, а вблизи облучаемой поверхности расположен p — n-переход, на который подано обратное напряжение U_0 (рис. 1), то наблюдается явление катодоусиления в p — n-переходе, которое заключается в том, что под влиянием электронной бомбардировки в цепи p — n-перехода индуцируется ток i_2 неосновных носителей, в α раз превышающий ток i_1 возбуждающих электронов, причем при определенных условиях $\alpha > 1$.

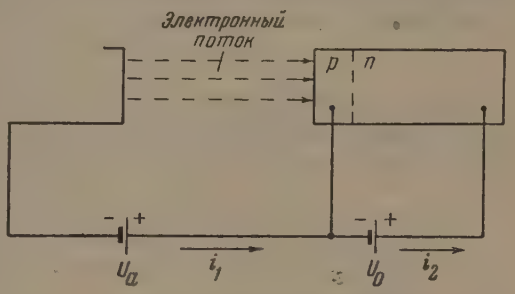


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая эффект катодоусиления в p — n-переходе

Ранее [1] было показано, что

1) величина наведенного в цепи p—n-перехода тока i_2 при обратных напряжениях U_0, бо́льших нескольких десятых долей вольта, не зависит от обратного напряжения;

2) наведенный ток i_2 линейно зависит от величины тока i_1 возбуждающих электронов при неизменной энергии eU_a последних, т. е. отношение $\alpha = \frac{i_2}{i_1}$ при $eU_a = \text{const}$ есть величина постоянная, не зависящая от плотности электронного потока; это отношение можно назвать коэффициентом катодоусиления в p—n-переходе;

3) коэффициент катодоусиления α зависит от свойств полупроводника и от энергии eU_a возбуждающих электронов. Для Ge он достигает значительной величины (порядка 100) уже при сравнительно малых значениях eU_a (порядка 300—400 eV).

Явление катодоусиления в p — n-переходе может быть применено для регистрации электронных потоков; в частности, это явление может быть использонано для повышения крутизны электронных ламп.

Для этого металлический анод лампы следует заменить полупроводниковым с p — n-переходом, расположенным вблизи поверхности, обращенной к катоду, а на p — n-переход подать напряжение в обратном направлении. На рис. 2 дано схематическое изображение усилительного каскада на такой электронно-полупроводниковой лампе. С делителя R_1, R_2 снимается анодное напряжение U_a и напряжение $U_п$ для питания p — n-перехода. Нагрузка $Z_н$ включается в цепь питания p — n-перехода, а величина анодного тока i_a регулируется, как и в обычной лампе, напряжением U_g на сетке. Из-за катодоусиления анодного тока в p—n-переходе крутизна S^* характеристики $i^* = i^*(U_g)$ в α раз превышает крутизну S анодного тока обычной электронной лампы с той же геометрией электродов: $S^* = \alpha S$.

Общий характер зависимости тока в нагрузке i^* от напряжения $U_п$ питания $p-n$-перехода представлен на рис. 3; за параметр здесь принята величина анодного тока $i_а$ лампы.

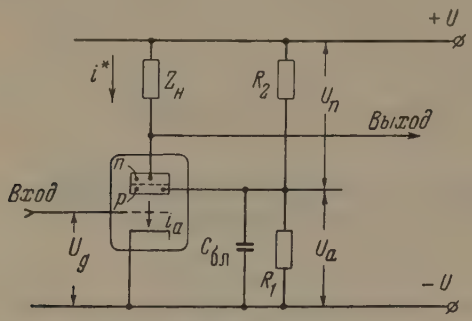


Рис. 2

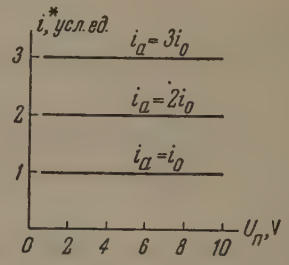


Рис. 3

Рис. 2. Схематическое изображение усилительного каскада на электронно-полупроводниковой лампе. $C_{бл}$—блокировочный конденсатор

Рис. 3. Общий характер зависимости тока в нагрузке усилительного каскада от напряжения питания перехода

Техническая разработка электронно-полупроводниковой лампы требует большого объема дополнительных исследований, касающихся вопросов стабильности, температурных режимов и т. п.

Цитированная литература

1. Солтамов У. Б., Гришин Е. С., Ж. техн. физ. 28, 7 (1958).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ А. М. БОНЧ-БРУЕВИЧА, Е. С. ГРИШИНА и У. Б. СОЛТАМОВА

М. И. Елинсон.— Какова была величина тока пучка?

У. Б. Солтамов.— Ток пучка изменялся в пределах $10^{-8} \div 10^{-6}$ А.

М. И. Елинсон.— В каких пределах изменения тока пучка наблюдалась линейная зависимость тока, наведенного в цепи p—n-перехода, от тока возбуждающих электронов?

У. Б. Солтамов.— Линейная зависимость наблюдалась во всем исследованном интервале изменения тока пучка.

М. И. Елинсон.— При каких значениях напряжения U_0 на p—n-переходе начиналось насыщение тока через $p-n$-переход?

У. Б. Солтамов.— При напряжении, равном нескольким десятым долям вольта.

Н. Л. Яснопольский.— Какова предельно допустимая температура для нормальной работы $p-n$-перехода?

У. Б. Солтамов.— Этот вопрос специально не исследовался.

М. В. Синельников.— Каковы минимальные токи, отмечаемые переходом?

У. Б. Солтамов.— В нашей работе токи пучка были порядка $10^{-8} \div 10^{-6}$ А. Очевидно, при очень малых токах эффект будет маскироваться шумами $p-n$-перехода.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

И. С. ГОРБАНЬ

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОЕВ КАРБОНАТОВ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ

В вакуумной технике очень часто приходится иметь дело с тонкими слоями различных веществ, которые с оптической точки зрения по своей структуре представляют мутные среды, состоящие из отдельных частиц. Здесь имеются в виду фоточувствительные слои, а также слои оксидных паст, структурность которых существенно сказывается на их оптических свойствах и на способности эмиттировать электроны. Изучению влияния структурности на оптические свойства слоев карбонатных паст посвящена настоящая работа.

Последнее время появились сообщения [1] о попытках использования изменения интенсивности светового пучка, проходящего сквозь слой оксидного покрытия, для измерения толщины последнего. Интерес, возбужденный этими попытками, прежде всего касается массового производства оксидных катодов, где применение указанного метода связывалось с контролем толщины слоя в процессе нанесения, а следовательно, со стандартизацией и автоматизацией самой технологии. Поэтому казалось целесообразным провести детальные исследования рассеяния светового пучка, проходящего сквозь карбонатные слои конечной толщины, которые используются для изготовления оксидных катодов. Усилия концентрировались главным образом в направлении выяснения возможности измерения толщины и плотности покрытия. Полученные результаты, по-видимому, являются весьма общими и характерными для рассеивающих слоев конечной толщины.

1. Методика измерений

Исследованию подвергались образцы, сделанные из стеклянных пластинок размером 30 × 30 — 10 × 10 мм, на которые методом пульверизации наносился равномерный слой пасты той или иной толщины и структуры. Толщина покрытия регулировалась временем опрыскивания, а структура — режимом пульверизации. Толщина и шероховатость (последняя характеризует плотность слоя) измерялись обычным способом при помощи микроскопа МИС-11. Были исследованы образцы с набором толщин от 10 до 220 μ и с набором шероховатостей от 4 до 20 μ. Использованы пасты тройного, двойного и мелкозернистого двойного карбонатов. Плотность покрытий определялась взвешиванием.

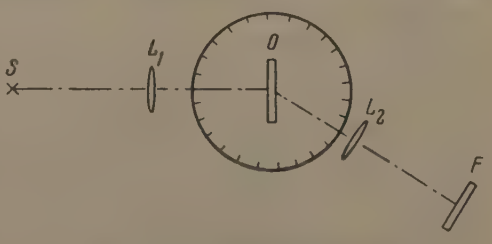


Рис. 1. Схема установки

Измерения рассеянного света проводились при помощи простой установки, изображенной на рис. 1. Пучок света от источника S, помещенного в фокальной плоскости объектива L_1, направляется на образец O, а затем при помощи линзы L_2 отбрасывается на фотоэлемент F (ФЭСС).

Система L_2F могла поворачиваться относительно образца, причем угол поворота отсчитывался по шкале гониометра. При работе в поляризованном свете вместо системы L_2F устанавливался поляриметр Корню для измерения степени поляризации, а между L_1 и образцом помещался поляризатор. Предполагалось, что при положительном решении задачи простота установки позволит использовать разработанный метод в производственных условиях. При этом в рамку с кернами, на которые наносится оксидный слой, потребуется вставить стеклянную пластинку и нанести на нее такой же слой, какой наносится на керн.

2. Ослабление светового пучка, проходящего сквозь карбонатный слой

Ослабление интенсивности светового пучка, проходящего сквозь образец, происходит по закону рассеяния света в мутных средах, которыми являются оксидные слои. Для измерения коэффициента рассеяния необходимо источник, образец и приемник установить вдоль одной прямой. Затем на место образца поместить чистую стеклянную пластинку и зафиксировать по показанию гальванометра интенсивность падающего светового пучка, исчезающе мало ослабленную отражениями на пластинке. Показания гальванометра при помещенном образце будут характеризовать интенсивность пучка, ослабленного слоем пасты. Отношение первого показания ко второму в области линейности фотоэлемента дает значение коэффициента ослабления.

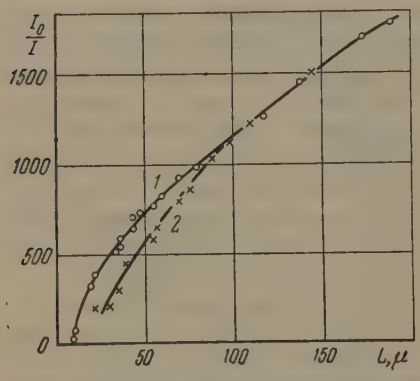


Рис. 2. Зависимости ослабления от толщины слоя для шероховатостей: $1 - d \approx 5$ μ, $2 - d \approx 12$ μ

На рис. 2 приведена система двух кривых, характеризующих коэффициент ослабления света в зависимости от толщины слоя. По оси ординат на этом графике отложены значения коэффициента ослабления (I_0/I), а по оси абсцисс — толщины покрытий (L). Кривая *1* принадлежит образцам с шероховатостью $d \approx 5$ μ, а *2* — образцам с шероховатостью $d \approx 12$ μ. Плотность первой серии покрытий, следовательно, немного выше, чем второй. Характерной особенностью полученных кривых является то, что они имеют два участка, ведущие себя несколько отличным образом. В области малых толщин степень ослабления сначала быстро растет с увеличением толщины слоя, затем этот рост несколько замедляется.

Исследования показали, что область перехода от одного наклона к другому для слоев паст различного химического состава, полученных при одинаковых прочих условиях, приходится примерно на один и тот же диапазон толщины. На этом основании можно полагать, что благодаря близости физических свойств карбонатов различного состава при одинаковой геометрической структуре покрытия будет иметь место слабая зависимость рассеивающей способности от состава пасты.

Вторая особенность анализируемого результата состоит в том, что характер этих кривых зависит еще и от структуры слоев (плотности или шероховатости). Если условия нанесения не слишком сильно отличаются, то для образцов различной шероховатости существенные различия в интенсивности ослабления наблюдаются в области малых толщин. В области больших толщин кривые практически совпадают. Особенно сильно отличается поведение кривых для образцов, полученных при весьма отличающихся условиях пульверизации. Это можно видеть из рис. 3, где кривая

1 относится к образцам с плотностью покрытия $\gamma \approx 1{,}3$ г см$^{-3}$, а *2* — к образцам с $\gamma \approx 0{,}75$ г см$^{-3}$.

Известно, что при малых концентрациях рассеивающих частиц имеет место экспоненциальная зависимость интенсивности рассеяния от толщины слоя. Этой закономерностью широко пользуются в атмосферной оптике. Попытка представить полученные экспериментальные кривые экспоненциальным законом показала, что последний для наших образцов не имеет места (рис. 4). Особенно сильные расхождения наблюдаются при малых толщинах. Неприменимость этого закона для карбонатных

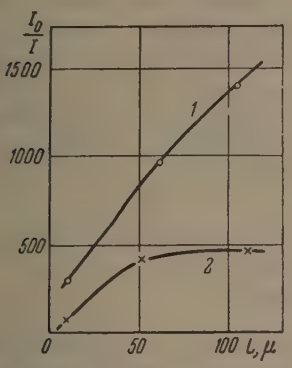


Рис. 3

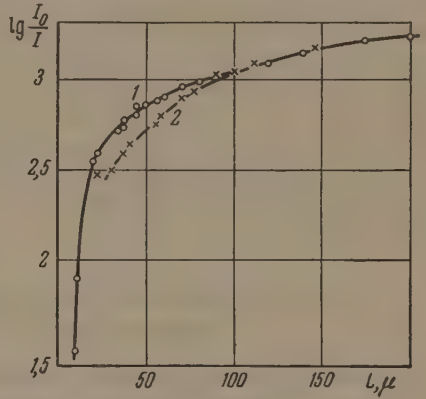


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость ослабления светового пучка от толщины слоя для двух плотностей: *1* — $\gamma_1 \approx 0{,}75$ г см$^{-3}$, *2* — $\gamma_2 \approx 1{,}3$ г см$^{-3}$

Рис. 4. Представление кривых ослабления в полулогарифмическом масштабе

слоев конечной толщины, где концентрация рассеивающих неоднородностей очень велика, можно объяснить, если принять во внимание следующее: интенсивность света, проходящего сквозь рассеивающий слой, можно представить следующей суммой:

$$I = I_0 + I_1 + I_2 + I_3 + \cdots,$$

где I_0 — интенсивность прямого пучка, который не испытывал многократных отражений на неоднородностях слоя, I_1 — интенсивность, относящаяся к рассеянию первого порядка, I_2 — второго порядка и т. п.

Детальный теоретический анализ интенсивностей, входящих в эту формулу, проведенный Шулейкиным [2], Амбарцумяном [3], а также Гириным и Степановым [4], действительно свидетельствует о неприменимости здесь экспоненциального закона. Оказывается, что в области очень малых толщин, где I_0 велико по сравнению со всеми остальными членами суммы, экспоненциальный закон изменения интенсивности имеет место. В области достаточно больших толщин, где I_0 мало по сравнению с остальными членами, также можно пользоваться экспоненциальным законом. При этом постоянные, входящие в аналитические выражения, в первом и втором случаях существенно отличаются между собой. Между указанными областями толщин существует переходная область, где экспоненциальный закон не имеет места.

Опыты, проведенные Тимофеевой [5], качественно подтверждают эти теоретические исследования. Таким образом, приведенные выше результаты свидетельствуют о том, что исследуемые образцы относятся к промежуточной области, где I_0 сравнимо с остальными членами суммы. При этом малые толщины перекрывают предсказанную теорией переходную область, а большие — относятся уже ко второй экспоненциальной области толщин.

Изложенное относится к случаю равномерного распределения плотности мутного слоя вдоль толщины. Однако известно, что плотность исследуемых слоев, полученных методом пульверизации, не одинакова по толщине. Очевидно, что это в свою очередь должно приводить к еще большим отступлениям от экспоненциального закона. Согласно полученным результатам, положение перелома кривой в зависимости ослабления от толщины слоя обусловлено, при прочих равных условиях, плотностью оксидного покрытия. Это обстоятельство существенно усложняет возможность построения оптического метода измерения толщины слоя по пропусканию образца по причине неоднозначности получаемых результатов. Применение его остается возможным в таких условиях, где можно быть гарантированным в постоянстве технологических условий опрыскиваний, что в конечном счете обусловливает постоянство плотности покрытия. Современные методы позволяют значительно стандартизировать технологию опрыскивания. При этом анализ ошибок измерения показывает, что толщину удается измерить с точностью до нескольких процентов. Однако степень универсальности описанного метода при этом остается весьма ограниченной.

3. Пространственное распределение интенсивности света, рассеянного карбонатным слоем

Анализ приведенных выше кривых указывает на то, что с увеличением плотности покрытия все больший отпечаток на характер ослабления светового пучка будет накладывать рассеяние более высоких порядков. Очевидно, что при увеличении роли рассеяния более высоких порядков будет увеличиваться вероятность отклонения световых лучей в стороны от направления падающего пучка. Отсюда неизбежно должно следовать, что пространственное распределение интенсивности рассеянного света (форма индикатрис рассеяния) должно быть существенно связано с плотностью покрытия. В следующем этапе работы и была подвергнута исследованию форма индикатрис рассеяния.

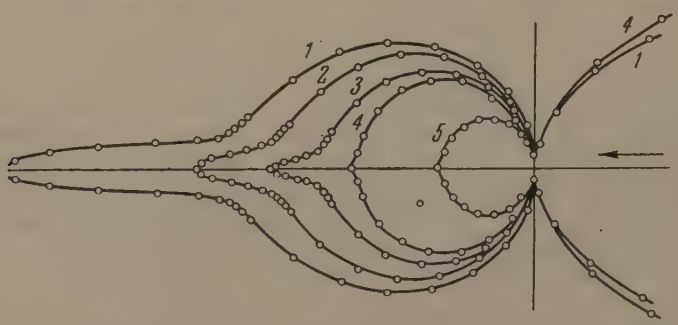


Рис. 5. Индикатрисы рассеяния для тройного карбоната: *1* — $L \approx 28\ \mu$, $d \approx 15\ \mu$, *2* — $L \approx 32\ \mu$, $d \approx 17\ \mu$, *3* — $L \approx 40\ \mu$, $d \approx 16\ \mu$, *4* — $L \approx 45\ \mu$, $d \approx 18\ \mu$, *5* — $L \approx 100\ \mu$, $d \approx 16\ \mu$

На рис. 5 приведена система индикатрис рассеяния для образцов с примерно одинаковой плотностью, но имеющих различные толщины слоя, которые указаны в подписи к рисунку. Обращает на себя внимание тот факт, что индикатрисы рассеяния не имеют обычной монотонной, в той или иной мере вытянутой формы, а в направлении падающего пучка имеют «хобот», величина которого уменьшается с увеличением толщины слоя. Наличие этого удлинения, очевидно, обусловлено прямым пучком и рассеянием нижайших порядков, в то время как интенсивность света, рассеянного под бо́льшими углами, обусловлена более высокими порядками.

В области малых толщин относительная роль рассеяния меньших порядков в общем балансе выходящего из образца светового потока велика по сравнению с рассеянием высоких порядков, а в области больших толщин преимущество переходит на сторону последних. Форма индикатрис существенно зависит также и от структуры карбонатного слоя. Так, на рис. 6 представлена система кривых, которая получена при примерно одинаковой толщине слоев, но при различной их плотности, характеризуемой величиной шероховатости, которая указана для каждой

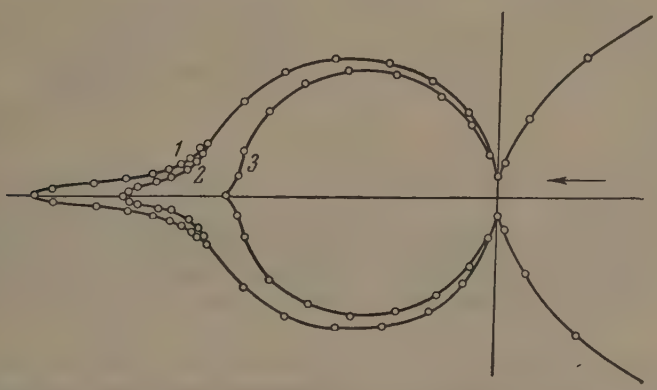


Рис. 6. Индикатрисы рассеяния для тройного карбоната: *1* — $L \approx 40\ \mu$, $d \approx 20\ \mu$, *2* — $L \approx 40\ \mu$, $d \approx 16\ \mu$, *3* — $L \approx 43\ \mu$, $d \approx 5\ \mu$

кривой. При увеличении плотности слоя роль нижайших порядков рассеяния резко уменьшается, а более высоких порядков — возрастает. Сопоставление последних результатов с кривыми пропускания, обсужденными выше, свидетельствует о том, что область толщин, при которых исчезает «хобот», совпадает с теми толщинами, при которых наблюдался излом кривых пропускания.

4. Обсуждение результатов

Зависимость формы индикатрисы рассеяния от толщины и плотности слоя можно использовать для одновременного определения этих величин при условии, что набор размеров зерен карбоната в пасте остается примерно одинаковым. Для этого требуется выполнить два измерения — интенсивности света, проходящего в прямом направлении I_0/I_{0° и рассеянного под некоторым углом, например, под углом 10°: I_{0°/I_{10°.

В самом деле, согласно предыдущему отношению I_0/I_{0° и I_{0°/I_{10° являются различными функциями, но одних и тех же величин, а именно, толщины L и плотности слоя γ, т. е.

$$\frac{I_0}{I_{0^\circ}} = f(L, \gamma), \qquad \frac{I_{0^\circ}}{I_{10^\circ}} = \varphi(L, \gamma).$$

Так как аналитические выражения для $f(L, \gamma)$ и $\varphi(L, \gamma)$ неизвестны, то совокупность этих уравнений необходимо решить графически. Для этого необходимо путем предварительной работы получить две системы градуировочных кривых, схематически изображенных на рис. 7.

Каждая кривая *а* количественно отражает зависимость ослабления светового пучка от толщины покрытия для вполне определенного значения плотности слоя. Каждая кривая *б* изображает вид функции $\varphi(L, \gamma)$ в зависимости от плотности, но при фиксированном значении L. Предположим теперь, что для какого-то образца мы измерили значения

$$\frac{I_0}{I_{0^\circ}} = f \quad \text{и} \quad \frac{I_{0^\circ}}{I_{10^\circ}} = \varphi.$$

Из системы *а* тогда можно получить некоторую совокупность значений γ и L, которые дают одно и то же значение $I_{0°}/I_{10°}$. Совершенно аналогично по кривым *б* можно получить другую совокупность значений γ и L, каж-

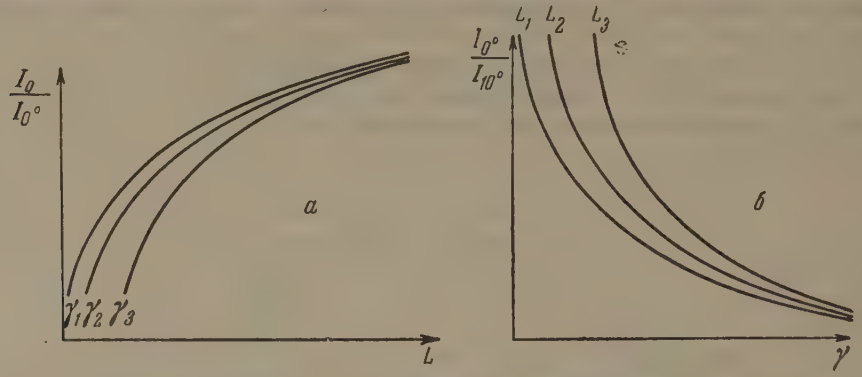


Рис. 7. Две серии кривых, схематически изображающих зависимости: *а* — ослабления от толщины при нескольких значениях плотности, *б* — отношения интенсивностей рассеяния вперед и под углом в зависимости от плотности при нескольких значениях толщины слоя

дая пара из которых дает одно и то же отношение $I_{0°}/I_{10°}$. Если теперь обе совокупности пар γ и L нанести на график, построенный в координатах (γ, L) (рис. 8), то точка пересечения полученных кривых и позволит одновременно определить γ и L исследуемого образца.

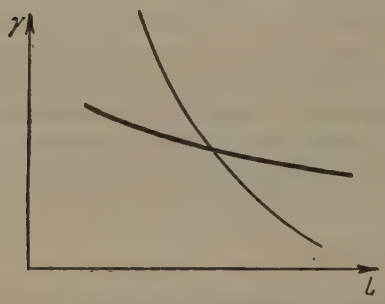


Рис. 8. Схематическое изображение одновременного определения γ и L

Выводы

1. Показано, что характер рассеяния света, проходящего сквозь карбонатный слой, существенно зависит от плотности и толщины покрытия.

2. Предложен оптический метод одновременного измерения толщины и плотности оксидных слоев, применяемых в изготовлении оксидных катодов. Этот метод может быть эффективен в заводских условиях, если свести его только к измерению двух интенсивностей $I_{0°}$ и $I_{10°}$, что можно легко сделать, если слой по γ и L удовлетворяет некоторым стандартным условиям.

3. Полученные результаты, по-видимому, отражают весьма общие закономерности, характерные для слоев мутных сред конечной толщины.

В заключение считаю приятным долгом выразить благодарность члену-корреспонденту АН УССР проф. Н. Д. Моргулису и доц. Н. Г. Находкину за внимание и обсуждение результатов, а также дипломантке КГУ А. Ф. Срибной, которая своим участием в измерениях значительно способствовала процессу выполнения настоящей работы.

Киевский гос. университет
им. Т. Г. Шевченко

Цитированная литература

1. Nakamura J., Okado C., Kamo J., Vide, *51*, 1 (1954).
2. Шулейкин В. В., Физика моря.— Изд. АН СССР, 1953.
3. Амбарцумян В. А., Изв. АН СССР. Сер. геогр., *3* (1942).
4. Гирин О. П. и Степанов Б. И., Ж. эксперим. и теор. физ., 27, *4* (1954).
5. Тимофеева В. А., Докл. АН СССР, 76, *5* и *6* (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. И. МЕЛЬНИКОВ, А. В. МОРОЗОВ, Б. Н. ПОПОВ
и А. А. МАКЛАКОВ

ПРЕССОВАННЫЕ КАТОДЫ НА ОСНОВЕ АЛЮМИНАТОВ И ВОЛЬФРАМАТОВ БАРИЯ—КАЛЬЦИЯ

Введение

В последнее время, в связи с необходимостью отбора токов эмиссии большой плотности (главным образом в СВЧ — сверхвысокочастотных приборах), возникла потребность в создании новых типов катодов, так как оксидные катоды не удовлетворяют этому требованию.

Металлопористые катоды (*Л*-катоды) позволяют отбирать токи большой плотности и имеют другие положительные свойства, но они обладают и существенными недостатками: 1) сложность изготовления, вызванная необходимостью герметизации камеры с активным веществом, и 2) длительность обезгаживания и активирования, обусловленная значительным выделением газов, образующихся при разложении карбоната бария.

Поэтому возникла мысль об объединении камеры катода, где образуется активное вещество, с губкой — путем непосредственного введения соединения бария в ее поры. По способу введения активного вещества в губку различают импрегнированные (пропитанные) катоды, предложенные Леви [1], и прессованные катоды, предложенные Губером и Фрейтагом [2].

На рис. 1 показана одна из конструкций прессованного катода, представляющая собой молибденовый цилиндр, в который запрессована смесь, состоящая из активного вещества, порошка вольфрама и восстановителя. Взаимодействие компонентов смеси при рабочей температуре катода приводит к образованию свободного бария и активированию катода.

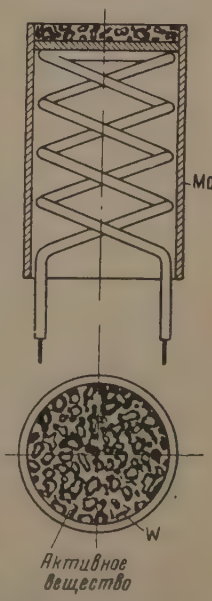


Рис. 1. Прессованный катод

Коппола и Юз [3, 4] пытались применить в качестве активного вещества окись бария. Однако ввиду того, что скорость реакции окиси бария с вольфрамом слишком велика при рабочей температуре катода, имеет место интенсивное испарение бария, и, как следствие, малая долговечность катода. Кроме того, окись бария весьма нестабильна на воздухе из-за поглощения ею паров воды и двуокиси углерода.

Применение карбоната бария в качестве активного вещества также оказалось нецелесообразным из-за выделяющейся при его разложении двуокиси углерода, окисляющей восстановитель.

Поэтому возникла необходимость в изыскании других соединений бария. В литературе отсутствуют более или менее подробные сведения по технологии изготовления активных веществ, а также по технологии изготовления прессованных и импрегнированных катодов. Разработка технологии изготовления прессованных катодов и входила в нашу задачу.

Нами исследовались соединения бария, полученные взаимодействием щелочноземельных окислов бария и кальция с кислотными и амфотерными окислами; кроме изготовления алюминатов бария и катодов на их основе, нами был проведен синтез не описанного еще в литературе вольфрамата бария—кальция, а также изготовлены прессованные катоды на его основе и проведены их частичные исследования.

Технология изготовления активных веществ

К активным веществам предъявляются следующие требования: они должны выделять свободный барий при взаимодействии с восстановителем, быть достаточно устойчивыми на воздухе и не выделять в значительном количестве газы при обработке катода в лампе.

Первый этап настоящей работы состоял в изготовлении активных веществ — алюминатов и вольфраматов бария — кальция.

При изготовлении алюминатов в качестве исходных компонентов брались следующие вещества: карбонат бария — 5 молей, карбонат кальция — 3 моля, окись алюминия — 2 моля.

Для изготовления алюмината химически чистые карбонаты бария и кальция и окись алюминия тщательно измельчались и перемешивались в специальных барабанах, исключающих попадание посторонних веществ вследствие «намола». Наиболее подходящими для этой цели оказались барабаны, футерованные изнутри листовым молибденом, с молибденовыми шарами. Измельчение и перемешивание в барабанах проводилось в течение 8 час. Размер частиц компонентов после помола не превышал 5 μ. Затем смесь спрессовывалась в таблетки при давлении 1 т $см^{-2}$ и спекалась в атмосфере азота, водорода или на воздухе при 1400° в течение 2 час.

Реакции образования алюмината бария и алюмината бария—кальция протекают по уравнениям:

$$3BaCO_3 + Al_2O_3 = Ba_3Al_2O_6 + 3CO_2, \qquad (1)$$

$$2BaCO_3 + CaCO_3 + Al_2O_3 = Ba_2CaAl_2O_6 + 3CO_2. \qquad (2)$$

Окись алюминия была в дальнейшем заменена его гидроокисью.

Лучшие результаты с гидроокисью алюминия, вероятно, были получены потому, что при нагревании она превращается в окись алюминия с чрезвычайно развитой поверхностью, что увеличивает ее реакционную способность.

В результате проведенных исследований был разработан способ получения вольфрамата бария — кальция.

Исходная смесь в этом случае имела состав в молях: карбонат бария — 2,5, карбонат кальция — 0,5, трехокись вольфрама — 1.

Технология изготовления этого вещества не отличалась существенно от технологии изготовления алюминатов.

Вольфрамат бария — кальция образуется по уравнению

$$2BaCO_3 + CaCO_3 + WO_3 = Ba_2CaWO_6 + 3CO_2. \qquad (3)$$

Скорость процесса образования активных веществ зависит прежде всего от температуры реакции. На различных этапах процесса эта скорость может лимитироваться различными факторами. В начальный период она может лимитироваться, например, скоростью химической реакции, а на следующих этапах, по мере образования продукта реакции (прослойки), лимитирующим фактором уже будет являться скорость диффузии исходных компонентов через слой образовавшегося продукта.

При изготовлении вольфрамата бария—кальция вследствие значительной упругости паров трехокиси вольфрама и окиси бария в начальный период взаимодействие компонентов, вероятно, протекает главным образом в газовой фазе и зависит от скорости возгонки окислов вольфрама и бария. В этом случае скорость процесса, по Гинстлингу [5], является функцией радиуса частиц r:

$$\frac{dG}{d\tau} = f(r)$$

(G — количество испарившегося вещества, τ — время).

В последующий период по мере образования прослойки вольфрамата скорость процесса должна лимитироваться скоростью диффузии исходных компонентов через слой вольфрамата, образующегося на поверхности частиц.

Следовательно, для изготовления активных веществ весьма существенное значение имеет размер частиц, равномерное распределение их и спрессовывание, обеспечивающее необходимый контакт между ними. Это особенно важно в том случае, когда взаимодействие между компонентами обусловлено диффузией.

В настоящее время нами предложен и разрабатывается новый способ изготовления вольфраматов и алюминатов, который основан на совместном осаждении продуктов, образующих после прокаливания вольфраматы и алюминаты. Метод позволяет получать весьма гомогенную смесь компонентов, что имеет большое значение при изготовлении активных веществ.

Качество изготовляемых активных веществ контролировалось испытанием их в катодах, определением устойчивости на воздухе и рентгеноструктурным анализом.

Недостаточная устойчивость активных веществ на воздухе создает значительные неудобства при применении их в катодах; она может также служить в какой-то степени качественной характеристикой полноты реакции.

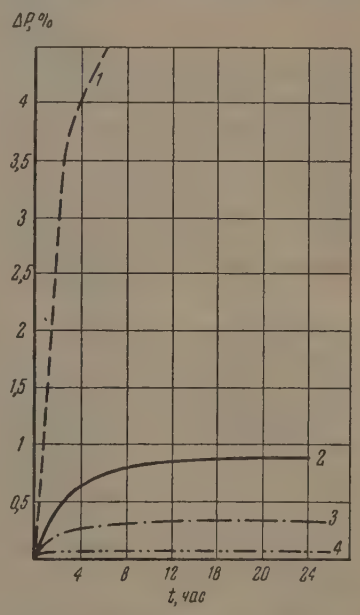


Рис. 2. Изменение веса активных веществ при действии на них воздуха: *1* — окись бария, *2* — алюминат бария — кальция, *3* — вольфрамат бария — кальция, *4* — моновольфрамат

Пары воды и двуокись углерода, поглощаемые из воздуха, могут выделяться при последующей обработке катода, окислять поверхность зерен восстановителя и препятствовать активированию катода. На рис. 2 показаны кривые изменения веса активных веществ, характеризующие их устойчивость на воздухе.

Рентгеноструктурный анализ, проведенный под руководством Е. П. Остапченко, показал, что при применяемой технологии структура изготовляемых веществ в большинстве случаев воспроизводится.

Температура плавления по приближенным измерениям оказалась равной для алюмината бария — кальция 1650°, для вольфрамата бария — кальция 1900°.

Изготовление катодов

Смесь порошков, предназначаемых для изготовления прессованных катодов, состояла из активного вещества, порошка металла и восстановителя.

В качестве восстановителей активных веществ были исследованы: кремний, титан, алюминий, карбид вольфрама и углерод. Содержание этих веществ в смеси изменялось в широких пределах (0,1÷10%).

Для катодов, изготовленных на основе барий—кальциевого вольфрамата, смесь имела следующий весовой состав: вольфрамат — 9,5%, вольфрамовый порошок — 90 %, восстановитель — 0,5 %. Лучшие результаты, оцененные указанным выше способом, были получены при использовании в качестве восстановителя алюминия. В смесь, применяемую для катодов на основе алюминатов, восстановитель не вводился; в этом случае восстановителем служил сам вольфрам.

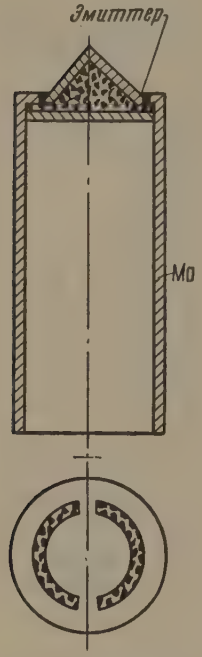


Рис. 3. Прессованный катод с эмиттирующей поверхностью в форме кольца

Размер частиц порошков не превышал 5 μ.

Смесь тщательно перемешивалась в течение 8 час в барабане с молибденовой футеровкой и запрессовывалась в молибденовые цилиндры диаметром 2—6 мм при давлении 15—20 т $см^{-2}$.

Для спекания запрессованной смеси катоды выдерживались в атмосфере водорода в течение 3—5 мин при 1750° в случае применения алюминатов и при 1900° в случае применения вольфраматов.

Кроме обычных торцовых катодов, изготовлялись катоды со сложной формой эмиттирующей поверхности. Для этой цели в дне молибденового колпачка электроискровым способом прорезалось отверстие определенной формы, и внутрь колпачка запрессовывалась смесь порошков. Другой вариант изготовления таких катодов состоял в том, что из спрессованной и спеченной катодной заготовки, имеющей форму тонкой пластинки, вырезалась электроискровым способом пластинка определенной формы, которая затем припаивалась платиной к молибденовому керну. Один из таких катодов с эмиттирующей поверхностью кольцевой формы показан на рис. 3.

При спекании катодов происходит плавление активного вещества, которое при затвердевании связывает частицы вольфрама. Так как прессование смеси производится при высоких давлениях, то усадка ее незначительна и она прочно скрепляется со стенками цилиндра.

В процессе спекания катода имеет место интенсивное взаимодействие активного вещества с восстановителем. Образующийся при этом свободный барий частично испаряется, а частично остается в катоде.

Для катодов, изготовленных на основе алюминатов, имеют место: во-первых, реакция диссоциации алюмината по уравнению

$$Ba_3Al_2O_6 \rightleftarrows 2BaO + BaAl_2O_4 \qquad (4)$$

и, во-вторых, реакция взаимодействия образовавшейся окиси бария с вольфрамом:

$$6BaO + W = 3Ba + Ba_3WO_6. \qquad (5)$$

Связывание окиси бария в результате ее взаимодействия с вольфрамом способствует дальнейшей диссоциации алюмината на окись бария и моноалюминат.

Для катодов, изготовленных на основе вольфраматов, свободный барий образуется по уравнению [2]:

$$2Ba_3WO_6 + 6Al = 3Ba + 3BaAl_2O_4 + 2W. \qquad (6)$$

Однако в действительности имеет место более сложное взаимодействие между реагентами, так как алюминий образует интерметаллические со-

единения с вольфрамом. Кроме того, он может взаимодействовать с барием, образуя соединения Al_4Ba, Al_5Ba и др. [6].

В случае барий — кальциевого вольфрамата при взаимодействии его с алюминием образуется свободный кальций, который также может давать соединения с алюминием: Al_2Ca, Al_3Ca и др. Эти соединения при наличии свободной окиси кальция или окиси бария будут взаимодействовать с ними с образованием свободного металла [6], например:

$$6CaO + Al_2Ca \rightarrow 4Ca + Ca_3Al_2O_6. \quad (7)$$

По аналогии с диссоциацией алюмината по уравнению (3) возможна также диссоциация вольфрамата (главным образом во время спекания катодов при 1900°) по уравнению

$$Ba_3WO_6 \rightleftarrows 2BaO + BaWO_4. \quad (8)$$

В этом случае окись бария взаимодействует с восстановителем по уравнению [6]

$$6BaO + 2Al \rightleftarrows 3Ba + Ba_3Al_2O_6. \quad (9)$$

Образование интерметаллических соединений и твердых растворов между алюминием и вольфрамом следует рассматривать как благоприятный фактор для работы катода по следующим причинам. При высокой температуре спекания катодов и при работе катода алюминий мог бы частично или полностью испариться. Как известно, образование интерметаллических соединений дает отрицательное отклонение от закона Рауля (образование минимума на кривых зависимости давления паров от концентрации компонентов), т. е. упругость паров и скорость испарения в этом случае значительно понижаются.

Небольшие количества паров воды и углекислоты, содержащиеся в вольфрамате, могли бы частично или полностью окислить алюминий и снизить его активность как восстановителя. Присутствие алюминия в виде интерметаллических соединений препятствует его окислению.

Вследствие взаимодействия между частицами, входящими в эмиттер, образуются, как видно из приведенных уравнений (4), (5), новые вещества (моноалюминаты, моновольфраматы); поэтому в процессе работы катода имеет место медленный процесс изменения эмиттера.

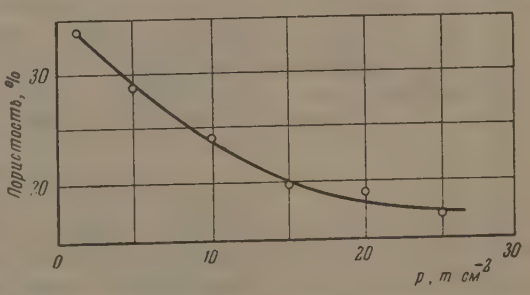


Рис. 4. Изменение пористости запрессованной массы в зависимости от давления прессования

Плотность запрессованной массы катодов имеет большое значение для эмиссионных свойств катодов и их срока службы. Большое давление прессования, малый размер частиц компонентов, их равномерное распределение и спекание необходимы для увеличения площади соприкосновения между активным веществом и восстановителем. Этим обусловливается течение твердофазной реакции, сопровождающееся выделением бария. С другой стороны, миграция бария по поверхности соприкосновения частиц вольфрама и активного вещества в запрессованной массе и скорость его испарения, обусловливающая срок службы катода, также зависят от пористости запрессованной массы (хотя диффузия, вероятно, имеет второстепенное значение, так как активное вещество распределено по всему объему запрессованной массы).

На рис. 4 показано изменение пористости запрессованной массы (с вольфраматом) в зависимости от давления прессования смеси порошков, а на рис. 5 — изменение эмиссионных свойств катодов в зависимости от давления прессования (для смеси с вольфраматом). Как видно из рисунков, уве-

личение давления свыше 25 т см$^{-2}$ приводит лишь к незначительному увеличению плотности и мало влияет на эмиссионную способность катодов. Низкие давления прессования приводят к снижению токов эмиссии и уменьшению срока службы катодов. Регулировать плотность запрессованной массы временем спекания нецелесообразно вследствие большой скорости реакции при высокой температуре, приводящей к потере бария.

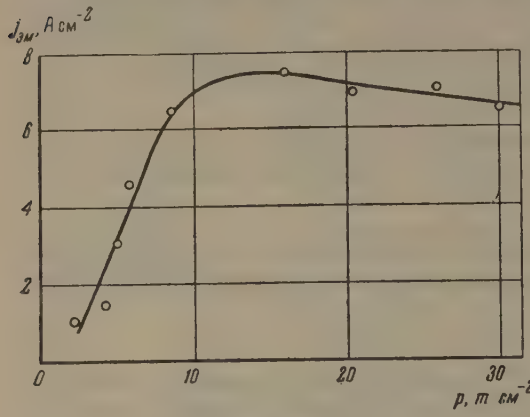


Рис. 5

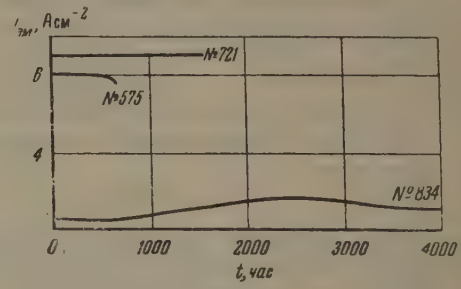


Рис. 6

Рис. 5. Изменение плотности эмиссионного тока в зависимости от давления прессования

Рис. 6. Графики срока службы катодов, изготовленных на основе барий — кальциевого и бариевого вольфрамата: № 721 и № 834 — катоды, изготовленные на вольфрамате с окисью кальция; № 575 — катоды, изготовленные на вольфрамате без окиси кальция

Проводились опыты по припрессовке к поверхности прессованных катодов различных веществ, которые образовывали при этом эмиттирующую поверхность катода. Припрессовывались с последующим спеканием вольфрам, карбид вольфрама, тантал, углерод.

В случае припрессовки вольфрама токи эмиссии почти не отличались от токов, снимаемых с обычных катодов; другие вещества уменьшали токи эмиссии.

Исследовалось также влияние на токи эмиссии соотношения вольфрамата и вольфрама в катоде. Изменение содержания вольфрамата в достаточно широких пределах сравнительно мало влияет на токи эмиссии. В катодах, изготовленных на основе вольфраматов, в активном веществе изменялось содержание окиси кальция от 0,5 до 2 молей на 1 моль трехокиси вольфрама. Установлено,что изменение содержания окиси кальция не влияет существенно на токи эмиссии, но влияет на срок службы катодов (рис. 6).

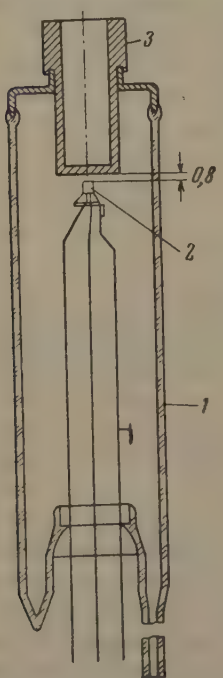


Рис. 7. Экспериментальный диод: *1*—колба, *2*—катод, *3*—анод

Испытание катодов

Испытание катодов проводилось в экспериментальных диодах (рис. 7). Обработка катодов состояла в обезгаживании, длившемся обычно 5—10 мин, и активировании при 1200° в течение 10—15 мин при постепенном увеличении анодного напряжения до 300 V.

Так как испытание катодов преследовало только качественную проверку различных составов, применяемых в качестве эмиттеров, то точных измерений эмиссии в режиме насыщения не проводилось. Оказалось достаточным для приблизительной

оценки качества катодов измерять вольт-амперные характеристики при некоторой заданной температуре (или при различных температурах) в постоянном режиме. Для возможности сравнения результатов катоды с различными эмиттирующими составами испытывались в диодах с одинаковой геометрией.

На рис. 8 приведены вольт-амперные характеристики катода, изготовленного на основе вольфраматов бария — кальция, а на рис. 9 — характеристики катодов на основе алюминатов бария — кальция.

Срок службы катодов определялся в диодах с охлаждаемыми медными анодами. На рис. 6 показаны графики срока службы катодов, изготовленных на основе барий — кальциевого и бариевого вольфрамата.

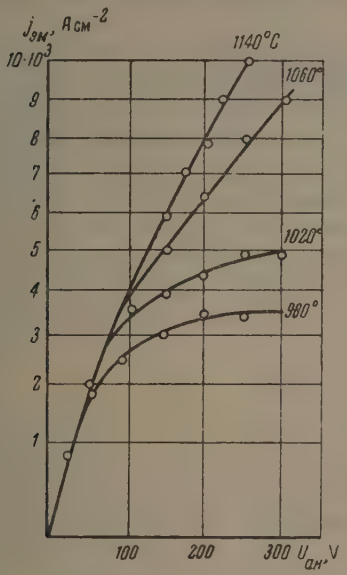


Рис. 8

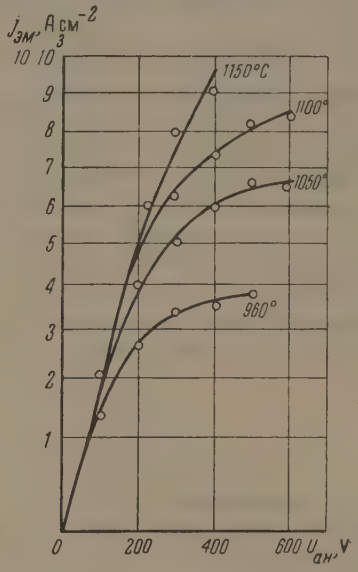


Рис. 9

Рис. 8. Вольт-амперные характеристики катода, изготовленного на основе вольфрамата бария — кальция (статический режим)

Рис. 9. Вольт-амперные характеристики катода, изготовленного на основе алюмината бария — кальция (статический режим)

Заключение

Прессованные катоды, изготовленные на основе барий—кальциевых вольфраматов и алюминатов, позволяют снимать с них в непрерывном режиме токи эмиссии плотностью до 8 А см$^{-2}$ при сроке службы более 1000 час; при меньших плотностях тока (2—3 А см$^{-2}$) срок службы превышает 4000 час. Катоды обладают хорошей механической и электрической прочностью и достаточно легко реактивируются после отравления.

Катоды испытывались в экспериментальных диодах (аналогично испытанию катодов такого же типа, описанных Губером и Фрейтагом [2]) с медными анодами, охлаждаемыми водой.

Технология изготовления прессованных катодов проще технологии *Л*-катодов.

Эмиссионные свойства и долговечность катодов зависят от свойств активного вещества. В этом отношении вольфрамат бария — кальция имеет некоторые преимущества перед алюминатами вследствие его большей устойчивости на воздухе.

Вольфрамат бария—кальция имеет преимущество перед вольфраматом бария, так как его применение в катодах увеличивает их срок службы по сравнению с катодами, в которых применен вольфрамат бария.

Изменением зернового состава порошков и режима изготовления катодов (прессование, спекание) можно в какой-то степени изменять эмиссионные свойства и долговечность катодов.

Наличие окиси кальция в алюминатах, как это было показано в работах Броди и Дженкинса [7, 8], увеличивает эмиссию с импрегнированных катодов, т. е. с увеличением неметаллической компоненты, содержащей окись кальция на эмиттирующей поверхности (увеличение содержания алюмината в смеси), увеличиваются токи эмиссии. Это объясняется тем, что эмиссия с участков, занятых неметаллической компонентой, больше, чем с участков, занятых вольфрамом. Долговечность катодов с алюминатами, содержащими окись кальция, также увеличивается, что связано, вероятно, с наличием активированной барием пленки окиси кальция.

В случае же применения описанного в настоящей работе вольфрамата бария — кальция имеет место иная картина. Предварительные опыты показали, что изменение содержания в эмиттере вольфрамата в довольно широких пределах очень незначительно влияет на токи эмиссии катодов.

Окончательная интерпретация этого явления пока не дана. Можно предположить что: а) участки, занятые вольфраматом, обладают одинаковой с активированным вольфрамом эмиссионной способностью; б) вся эмиттирующая поверхность уже при обработке катода (или в процессе активирования) покрывается вольфраматом бария — кальция вследствие взаимодействия образующихся в процессе диссоциации окислов бария и кальция с вольфрамом по уравнениям [9]:

$$6BaO + W = Ba_3WO_6 + 3Ba, \qquad (10)$$

$$6CaO + W = Ca_3WO_6 + 3Ca. \qquad (11)$$

Определенный интерес представляет изготовление других активных веществ (хроматов, торатов бария и т. д.) и их исследование в прессованных катодах.

Работы в данном направлении проводятся в настоящее время.

Представляет интерес также исследование кинетики твердофазных процессов, имеющих место в прессованных катодах, скорости испарения бария и природы поверхностного слоя, определяющего эмиссию катода.

Цитированная литература

1. Levi R., Conven. Rec. J. R. E. part 6, p. 40.— 1953.
2. Huber H., Freytag J., Vide, **54**, 310 (1954).
3. Hughes R., Coppola P., J. Appl. Phys., **23**, 1261 (1952).
4. Coppola P., Hughes R., Proc. IRE, **44**, 351 (1956).
5. Гинстлинг А. М., Ж. прикл. химии, **7**, 718 (1952).
6. Пазухин В. А., Фишер А. Я., Вакуум в металлургии.— Металлургиздат, 1956.
7. Brodie D. J., Jenkins R., J. Appl. Phys., **18**, 27 (1957).
8. Brodie D. J., Jenkins R., J. Electronics, March, 457 (1957).
9. Hughes J. R., Coppola P., Evans, J. Appl. Phys., **23**, 635 (1952).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ А. И. МЕЛЬНИКОВА, А. В. МОРОЗОВА, Б. Н. ПОПОВА и А. А. МАКЛАКОВА

С. Д. Уман.— Каков порядок продолжительности срока службы при 1000°К?

А. И. Мельников.— 4500 час с отбором тока 2—2,5 А $см^{-2}$.

З. В. Кукушкина.— Какова эмиссия в импульсном режиме?

А. И. Мельников.— По предварительным данным, 50—100 А $см^{-2}$.

Л. Г. Шерстнев.—Чем объясняется различие в вольт-амперных характеристиках и в статическом и импульсном режимах?

А. И. Мельников.— В статическом режиме имеет место перегрузка анода.

Е. П. Остапченко.— Проверены ли автором реакции (6) и (4)? Велись ли эти реакции в твердой фазе?

А. П. Мельников.— Данные взяты из литературы. Реакции велись в твердой фазе.

А. А. Гугнин.—Каков был вакуум в диодах и обладали ли катоды геттерирующим свойством?

А. И. Мельников.—Давление было порядка 10^{-5}—10^{-6} мм рт. ст. Геттерирующее свойство, очевидно, имеется, но специальных исследований не производилось.

А. И. Фигнер.— Имеют ли вольфраматы преимущество перед алюминатами?

А. И. Мельников.—Юз и Коппола не дают рецепта получения алюминатов. Алюминаты, полученные в лаборатории авторов, поглощали CO_2 и влагу воздуха. Эмиссионные данные катодов, полученных из алюминатов, очень плохо воспроизводятся.

А. И. Фигнер.— Увеличивается ли эмиссия при добавлении CaO?

А. И. Мельников.— В случае вольфраматов добавка CaO сказывается лишь в том, что увеличивается срок службы.

А. И. Фигнер.— Оценивалось ли сопротивление слоя вольфрамата?

А. И. Мельников.— Непосредственной оценки не производилось, но нагрев при прохождении тока наблюдался.

А. В. Морозов.— Нагревание очень незначительно, так как основную роль играет вольфрам.

С. Д. Уман.—Желательно снизить рабочие температуры катода, чтобы стало возможным применение его в сверхвысокочастотных приборах.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

С. Н. КОЙКОВ и А. Н. ЦИКИН

ПРОБОЙ ТОНКИХ СЛОЕВ АЛУНДА

Тонкие слои алунда (спеченной окиси алюминия) применяются в качестве изолирующих покрытий подогревателей электронных ламп для предупреждения короткого замыкания между керном подогревателя и катодом. При эксплуатации радиоламп алундовые покрытия оказываются в весьма жестких условиях — при температуре 1400÷1700° К и сравнительно большой напряженности электрического поля. Производственные контрольные испытания показывают, что значительная часть брака радиоламп обусловлена пробоем алундовых покрытий. Поэтому изучение закономерностей пробоя алунда при высоких температурах представляет несомненный интерес, особенно в связи с изготовлением долговечных радиоламп.

1. Методика испытаний

Большая часть исследований проводилась при давлении 10^{-4} — 10^{-6} мм. рт. ст. в интервале температур 300—2000° К на специальных образцах, позволявших получать плотный (надежный) контакт электродов с алундом и рассчитать напряженность электрического поля в алунде. Алундовое покрытие наносилось на молибденовую ленту (керн), которая являлась одним из электродов. В качестве внешних электродов применялись молибденовые диски, которые монтировались на поверхности слоя алунда до обжига и при обжиге прочно спекались с алундом. Другая часть исследований проводилась на серийных подогревателях, смонтированных в катодах, и специальных образцах, у которых керном являлась вольфрамовая или молибденовая нить и внешние электроды (зонды) не имели надежного контакта с алундом. Обжиг покрытия производился в вакууме при температуре 1900÷2000° К. При испытаниях керн заземлялся, а на внешние электроды подавалось высокое напряжение постоянного тока. Температура определялась по изменению сопротивления керна.

Кратковременные пробивные напряжения определялись при повышении напряжения на образце до пробоя в течение 3—5 сек. При испытаниях на старение определялось время от начала испытаний до пробоя слоя алунда (время жизни) при заданных напряжении и температуре. Каждое значение пробивного напряжения и времени жизни определялось не менее чем из 10 измерений.

2. Кратковременная электрическая прочность

Результаты, полученные для алундовых покрытий, нанесенных на молибденовые ленты, при плотном контакте внешнего электрода с поверхностью алунда, приведены на рис. 1 и 2. Из рис. 1 видно, что в интервале толщин 15÷120 μ пробивное напряжение увеличивается линейно с ростом толщины слоя алунда *. При температурах выше 1700° К за-

* На основании этих данных, в целях повышения пробивного напряжения, на заводе «Светлана» для ряда типов ламп применяются подогреватели с увеличенной толщиной покрытия.

висимость пробивного напряжения от толщины слоя становится весьма слабой, что косвенно указывает на наличие тепловой формы пробоя алунда при высоких температурах.

Пробивное напряжение слабо зависит от температуры в интервале 300—1600° К и резко уменьшается при более высоких температурах (рис. 2).

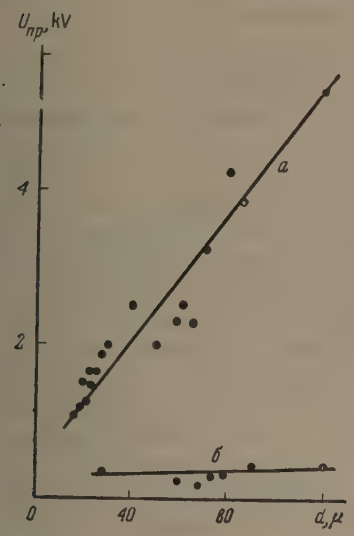


Рис. 1

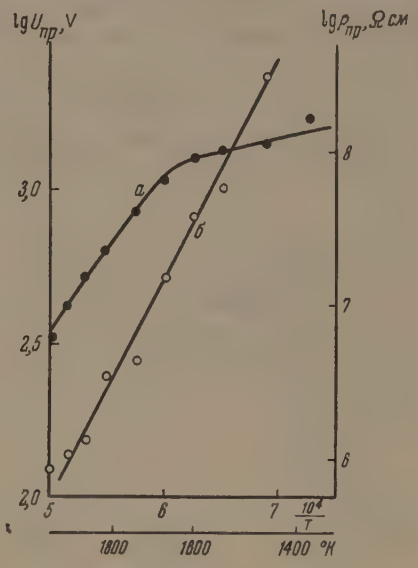


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость кратковременного пробивного напряжения от толщины слоя алунда: *а* — при $T = 300°$ К, *б* — при $T = 2000°$ К

Рис. 2. Зависимость пробивного напряжения алунда *а* и удельного сопротивления *б* от температуры. Толщина слоя 50 μ

Зависимость $\lg U_{пр} = f(1/T)$ в интервале выше 1600° К изображается прямой линией, следовательно, имеет место соотношение

$$U_{пр} = U_0 e^{\frac{\delta}{kT}}. \qquad (1)$$

При напряжениях, близких к пробивным, электропроводность тонких слоев алунда по сравнению с электропроводностью в слабых полях возрастает в несколько раз. Однако, как и в слабых полях [1], температурная зависимость электропроводности алунда перед пробоем является экспоненциальной (рис. 2) и может быть выражена как

$$\sigma_{пр} = \sigma_0 e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{kT}}. \qquad (2)$$

Для всех исследованных нами образцов отношение $\frac{\delta}{\varepsilon\varphi} = 0{,}42 - 0{,}56$, что указывает на наличие тепловой формы пробоя алунда при высоких температурах [2].

Для окончательного решения вопроса о форме пробоя был выполнен приближенный расчет пробивных напряжений алундовых покрытий по теории теплового пробоя [3]. Показано, что значения пробивных напряжений алунда при высоких температурах могут быть получены из равенства

$$U_{пр} = \sqrt{\frac{2k\rho_k}{a}}, \qquad (3)$$

где ρ_k — удельное сопротивление слоя алунда перед пробоем, k — коэффициент теплопроводности алунда; $aT_к$ — показатель степени в соотношении $\rho_k = \rho_0 e^{-aT_к}$ ($T_к$ — температура керна). Полученные расчетные значения отличаются от экспериментальных не более чем в 1,5—2 раза, что находится в пределах погрешности опыта и принятых при расчете допущений. Все приведенные результаты подтверждают, что пробой алунда при высоких температурах является тепловым.

3. Электрическая прочность на импульсах

Результаты, характеризующие зависимость пробивного напряжения алундовых покрытий от температуры и длительности импульсов, приведены на рис. 3.

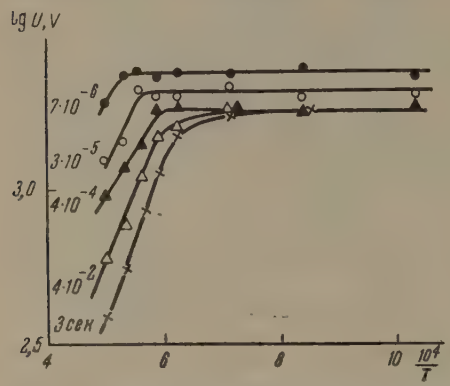


Рис. 3. Зависимость пробивного напряжения от температуры и длительности импульсов. Толщина слоя 60 μ

Как и на постоянном токе, зависимости $\lg U_{пр} = f(1/T)$, полученные при испытаниях алундовых покрытий на импульсах длительностью $10^{-5} \div 10^{-2}$ сек, изображаются ломаными линиями. При уменьшении длительности импульса точка излома сдвигается в область более высоких температур. В этой области высоких температур зависимости $\lg U_{пр} = f(1/T)$ изображаются параллельными прямыми линиями, наклон которых такой же, как и наклон прямой, изображающей аналогичную зависимость на постоянном токе, а значения пробивных напряжений при данной температуре заметно увеличиваются с уменьшением длительности импульса. Зависимость пробивного напряжения от толщины слоя алунда при испытании на импульсах, так же как и на постоянном токе, получается линейной, и наклон прямых, изображающих эту зависимость, заметно уменьшается с повышением температуры. Все эти результаты указывают на то, что и на импульсах длительностью 10^{-5} сек и больше пробой алунда при высоких температурах является тепловым.

В области более низких температур пробивное напряжение, как и на постоянном токе, слабо зависит от температуры и начинает увеличиваться с уменьшением длительности импульса только при длительностях импульсов меньше, чем 10^{-4} сек.

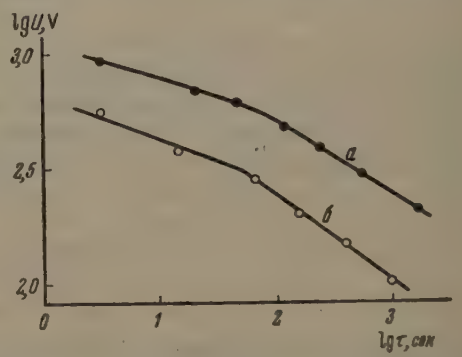


Рис. 4. Зависимость $\lg U = f(\lg \tau)$: *а* — при толщине слоя 60 μ, *б* — при толщине слоя 30 μ

4. Старение алундовых покрытий

При длительном воздействии напряжения и температуры в алунде, как и в других диэлектриках, происходят изменения, ухудшающие диэлектрические свойства алунда и приводящие в конечном счете к пробою. Эти процессы, обычно называемые старением изоляции, определяют срок службы подогревателя.

Результаты по исследованию закономерностей старения алундовых покрытий, полученных на молибденовых лентах, приведены на рис. 4—5.

Зависимость $\lg U_{пр} = f(\lg \tau)$ при данной температуре (рис. 4) и зависимость $\lg \tau = f(1/T)$ при данном напряжении (рис. 5) изображаются прямыми линиями, и, следовательно, имеют место следующие эмпирические соотношения:

$$U_{пр} = A\tau^{-n}, \tag{4}$$

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{\gamma}{kT}}, \tag{5}$$

где τ — время жизни. Эти результаты указывают на то, что старение алун-

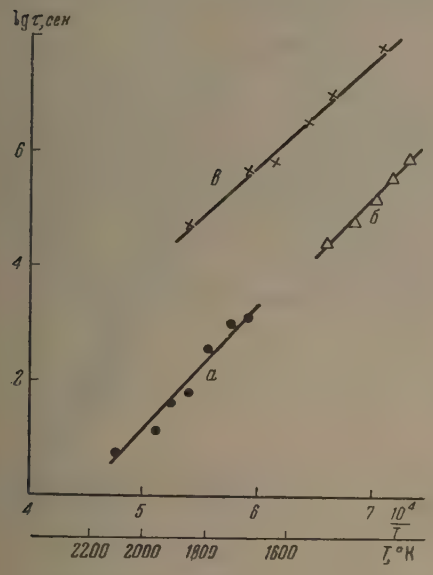


Рис. 5

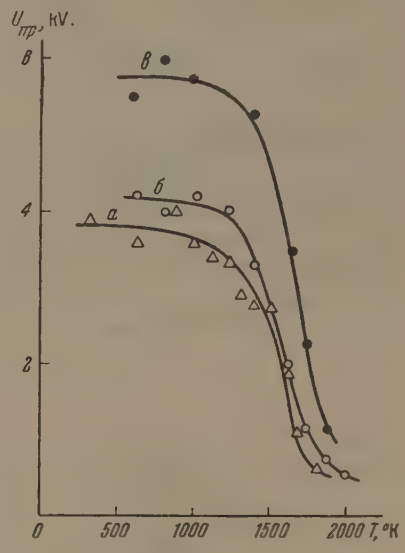


Рис. 6

Рис. 5. Зависимость $\lg \tau = f(1/T)$: *а* — для алундовых покрытий лент при $U = 200$ V и *б* — для подогревателей (по данным других авторов) при $U = 200$ V и *в* — при $U = 36$ V

Рис. 6. Зависимость пробивного напряжения от температуры при плотном (*а*) и неплотном (*б*, *в*) контакте внешнего электрода с алундом (толщина слоя 70—80 μ): *а* — при положительном и отрицательном потенциале на керне, *б*— при положительном потенциале на керне, *в* — при отрицательном потенциале на керне

довых покрытий под действием электрического поля и температуры, очевидно, подчиняется тем же закономерностям, которые установлены для старения органических диэлектриков.

5. Электрическая прочность и старение при неплотном контакте внешнего электрода

При испытаниях серийных подогревателей, а также и экспериментальных образцов [4], не имевших надежного контакта внешних электродов с алундом, была обнаружена резкая зависимость пробивного напряжения и времени жизни от полярности электродов (рис. 6—7): во всем интервале температур значения пробивных напряжений как кратковременного, так и при длительных временах выдержки при отрицательном потенциале на керне получались в несколько раз больше, чем при положительном потенциале *. Однако эта зависимость отсутствует во всем интервале температур, если обеспечен надежный контакт внешнего электро-

* В соответствии с этим результатом, начиная с 1952 г., испытания ламп на заводе «Светлана» производятся при неблагоприятной полярности напряжения подогреватель—катод, т. е. при отрицательном потенциале на катоде.

да с поверхностью алунда (рис. 6), и, следовательно, она обусловлена, очевидно, наличием неплотного контакта одного из электродов с алундом.

И наконец, из рис. 8 видно, что при любом внешнем электроде значения и температурные зависимости пробивных напряжений при положительном потенциале на керне получаются в области высоких температур почти одинаковыми. Следовательно, закономерности, установленные для специальных образцов в этом интервале температур, должны быть справедливы и для серийных подогревателей.

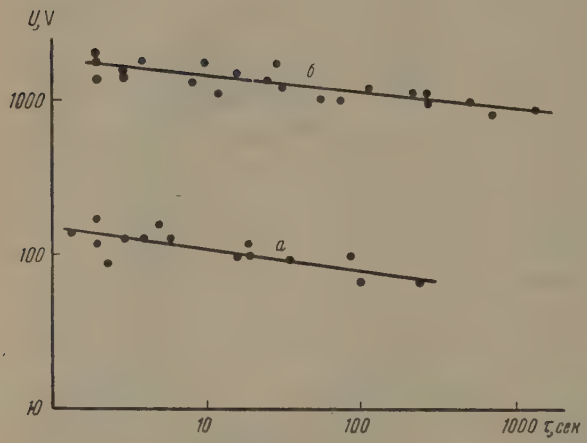


Рис. 7

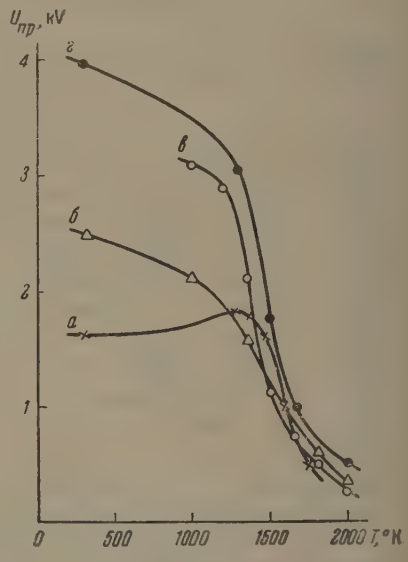


Рис. 8

Рис. 7. Зависимость $\lg U = f(\lg\tau)$ при *а* — положительном и *б* — отрицательном потенциале на керне в случае неплотного контакта. Толщина слоя 25 μ.

Рис. 8. Сопоставление температурных зависимостей пробивного напряжения для алундовых покрытий подогревателей (*а*), лент (*б*) и нитей с зондовыми электродами (*в*, *г*). Положительный потенциал на керне; толщина слоя 50 μ.

Заключение

1. При температурах выше 1400—1500° К пробой алунда как на постоянном токе, так и на импульсах является тепловым.

2. В интервале температур 300÷1400° К закономерности, характерные для тепловой формы пробоя не обнаружены. Очевидно, в этом интервале имеет место электрический пробой пористого диэлектрика.

3. Зависимость пробивного напряжения от полярности электродов обусловлена ненадежным (неплотным) контактом внешнего электрода с поверхностью алундового покрытия.

4. Старение алундовых покрытий под действием электрического поля и температуры, очевидно, подчиняется закономерностям, установленным для старения органических диэлектриков.

Данная работа выполнена совместно с ОКБ завода «Светлана».

Ленинградский политехнический
институт им. М. И. Калинина

Цитированная литература

1. Шульман А. Р., Тр. НИИ МРТП, 2—3 (30—31), 3 (1956).
2. Вальтер А. Ф. (ред.), Физика диэлектриков.— ГТТИ, 1932.
3. Койков С. Н., Научно-техн. информ бюл. Ленинградского политехн. ин-та, вып. 10, 1957.
4. Койков С. Н. и Цикин А. Н., Ж. техн. физ., 26, 2248 (1956).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ С. Н. КОЙКОВА и А. Н. ЦИКИНА

А. М. Шемаев.— Как осуществлялся надежный контакт электрода с алундом и как избавлялись от ошибок, связанных с отсутствием надежного контакта?

С. Н. Койков.— Надежный контакт получался в результате спекания электродов с внешней поверхностью алунда. Те электроды, которые не спекались с алундом, имели более низкую температуру, чем покрытие, и легко обнаруживались.

Б. И. Вассерман.— Считаете ли Вы, что тепловой пробой алунда начинается выше 1600°К?

С. Н. Койков.— Для образцов с плотным контактом электродов и алунда пробой является тепловым при температурах выше 1600°К. Вообще температура перехода от электрического пробоя к тепловому зависит и от конструкции образцов.

К. Г. Кондрашова.— Чем объясняется зависимость пробивного напряжения от полярности электродов?

С. Н. Койков.— Неплотным контактом одного из электродов с алундом.

А. М. Шемаев.— Какой величины достигают предпробивные токи? Не может ли при этом иметь место электролиз?

С. Н. Койков.— Предпробивные токи при высоких температурах могли достигать нескольких mA, что соответствовало $\rho \sim 10^5 - 10^6$ при $T \approx 2000$°К и $\rho \sim 10^9 - 10^{11}$ при $T \approx 1500$°К. Вообще электропроводность перед пробоем возрастала в 2—4 раза (для некоторых образцов в 8 раз) по сравнению с электропроводностью в слабых полях. Электролизные явления могли наблюдаться при испытаниях на старение.

С. А. Оболенский.— Какова технология нанесения покрытия?

С. Н. Койков.— Покрытия наносились намазкой вручную или анофорезом. Оба способа давали примерно одинаковые результаты.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Ю. К. ШАЛАБУТОВ

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОДОГРЕВАТЕЛЯХ

Введение

Основными величинами, определяющими электрические характеристики подогревателей радиоламп с косвенным накалом, являются, как известно, ток утечки, протекающий между подогревателем и катодом, $I_{пк}$*, и пробивное напряжение материала покрытия подогревателя.

Ряд работ [1—3] был посвящен изучению токов $I_{пк}$ и электропроводности окиси алюминия, служащей обычно материалом покрытия подогревателя. В других исследованиях [4—6] приводятся данные об электрической прочности окиси алюминия. Однако обнаружить какую-либо корреляцию между величинами токов $I_{пк}$ (измеренных в статическом режиме) и сроком службы подогревателя до настоящего времени не удавалось.

Поскольку при продолжительной работе подогревателя в его покрытии, по-видимому, имеет место ряд необратимых процессов, одним из возможных путей к установлению связи продолжительности жизни подогревателя с его электрическими характеристиками является изучение нестационарных процессов в покрытии подогревателя. Об этих процессах упоминалось в работах [1, 2, 7], но систематического изучения этих процессов проведено не было.

В настоящей работе излагаются результаты исследования процессов протекания токов $I_{пк}$, возникающих при подаче между катодом и подогревателем переменного напряжения $U_{пк}$. Исследование токов $I_{пк}$ при переменном $U_{пк}$ производилось при помощи электронного характериографа [8], посредством которого снимались вольт-амперные характеристики $I_{пк} = f(U_{пк})$. Нижний предел измеряемых токов был $6 \cdot 10^{-9}$ А. Характеристика обычно снималась при частоте переменного напряжения 50 Hz. Некоторые измерения производились при помощи импульсной установки, сконструированной инж. М. А. Шепсенволом и М. П. Свиньиным. В последнем случае чувствительность измерительной схемы по току была $6 \cdot 10^{-8}$ А.

Результаты измерений

1. Форма динамической вольт-амперной характеристики токов утечки $I_{пк}$ и поляризация в покрытии подогревателей

Для большинства исследованных ламп динамическая вольт-амперная характеристика $I_{пк} = f(U_{пк})$ представляет собой кривую, имеющую большую гистерезисную петлю в области $U_{пк} < 0$ и иногда небольшую петлю при $U_{пк} > 0$ (рис. 1). Часть кривой $BCODE$ по форме соответствует статической вольт-амперной характеристике тока $I_{пк}$.

---

* Знак тока $I_{пк}$ и напряжения $U_{пк}$ отсчитывается от подогревателя: $+I_{пк}$ и $+U_{пк}$ соответствуют случаю, когда катод положителен относительно подогревателя.

Таким образом, отличие динамической вольт-амперной характеристики от статической заключается в наличии на первой гистерезисных петель. Форма петли при $U_{пк} < 0$ показывает, что существует процесс, приводящий к резкому возрастанию тока в момент $U_{пк} = 0$, сменяющийся плавным спаданием тока с ростом отрицательного $U_{пк}$.

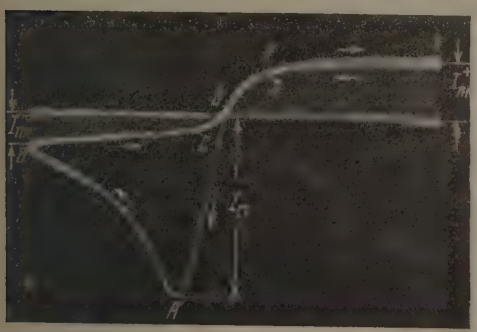


Рис. 1

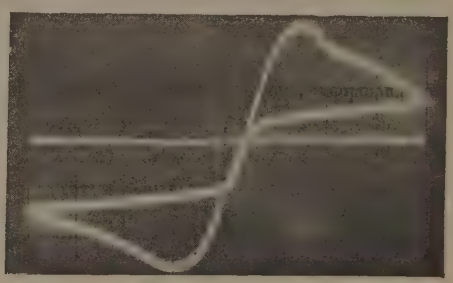


Рис. 2

Рис. 1. Динамическая вольт-амперная характеристика тока утечки $I_{пк}$. $U_н = 6{,}3$ V; $U_{пк} = 30$ V. Ход луча обозначен стрелками

Рис. 2. Динамическая характеристика тока $I_{пк}$ при перекале $U_н = 12$ V; $U_{пк} = 30$ V

Форма характеристики обычно не зависит от частоты напряжения $U_{пк}$ в пределах 20Hz $\div$ 2 kHz. При 5 kHz кривая вырождается в эллипс, большая полуось которого примерно равна $(+I_{пк}) + (I_п)$ (рис. 1). Изменение амплитуды напряжения $U_{пк}$ от 20 до 200 V приводит к росту участка характеристики OA (обозначаемого в дальнейшем $I_п$ — рис. 1) и увеличению наклона положительной ветви кривой в области насыщения. Увеличение температуры подогревателя от 1300 до 1800° K приводит к возрастанию величины тока $I_{пк}$ (преимущественно в положительной области) и, в случае долго работавших ламп, — к увеличению площади гистерезисной петли при $U_{пк} > 0$ (рис. 2).

Эти данные следует сопоставить с результатами исследования $I_{пк}$ в импульсном режиме. Положительный прямоугольный импульс напряжения $U_{пк}$ вызывает появление прямоугольного импульса тока $I_{пк}$, задний фронт которого сопровождается большим выбросом тока противоположного направления. Отрицательный импульс тока характеризуется спадом тока на всем протяжении импульса.

Необходимо отметить, что величина тока $I_{пк}$, измеренная в динамическом или импульсном режимах, обычно больше таковой при соответствующем постоянном напряжении.

Изложенные факты можно объяснить, предположив, в соответствии с [3], наличие ионов в покрытии подогревателя. Тогда ток $I_{пк}$ представляет собой наложение тока проводимости (электронной и ионной) на ток термоэлектронной эмиссии.

Гистерезисные петли и насыщение характеристики при $U_{пк} < 0$ (участок BO рис. 1) наводит на мысль о наличии поляризации в покрытии и образовании приэлектродных слоев. Поляризация, вероятно, связана с перемещением ионов и образованием объемного заряда, наличие которого подтверждают несоответствие величин токов в статическом и динамическом режимах, а также изменение формы характеристики при частоте напряжения $\sim$5 kHz. Надо заметить, что еще в [2] приводился результат измерения зависимости тока $I_{пк}$ от времени, свидетельствующий о наличии поляризационных явлений в покрытии подогревателя.

Для проверки этого предположения нами измерялось изменение тока $I_{пк}$ во времени (рис. 3) для ламп с покрытиями подогревателей, нанесенными катафорезом (менее плотных) и анафорезом (более плотных). Оказалось, что приложение постоянного напряжения вызывает появление большого тока, который затем спадает, достигая некоторой стационарной величины. Затем источник напряжения отключался и участок катод — подогреватель замыкался через гальванометр. При этом возникал бросок тока противоположного направления, после чего ток сравнительно медленно спадал во времени. Такое поведение тока во времени характерно для высоковольтной поляризации [9].

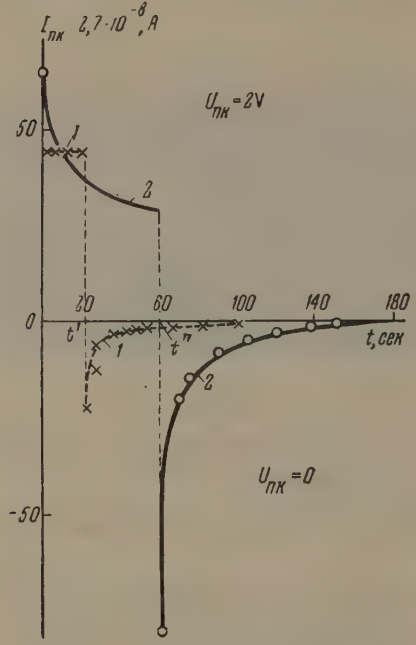


Рис. 3. Изменение тока $I_{пк}$ во времени при приложении и снятии напряжения $U_{пк}$. Кривые: *1* — катафорезное покрытие, *2* — анафорезное покрытие. Напряжение $U_{пк} = +2$ V прикладывалось от $t = 0$ до $t = t'$ и $t = t''$ соответственно

Динамические вольт-амперные характеристики, очевидно, описывают начальные участки спадающей части кривой рис. 3. При этом гистерезисная петля при $U_{пк} < 0$ может быть приписана току ионов во время рассасывания объемного заряда, образованного при $U_{пк} > 0$, и образованию приэлектродного слоя [10] (область «насыщения» при $U_{пк} < 0$).

Гистерезисные петли на динамических вольт-амперных характеристиках и спад тока утечки со временем свидетельствуют о накоплении заряда в нагретом подогревателе, если к нему приложено электрическое поле; при этом обычно гистерезисная петля имеется только в отрицательной

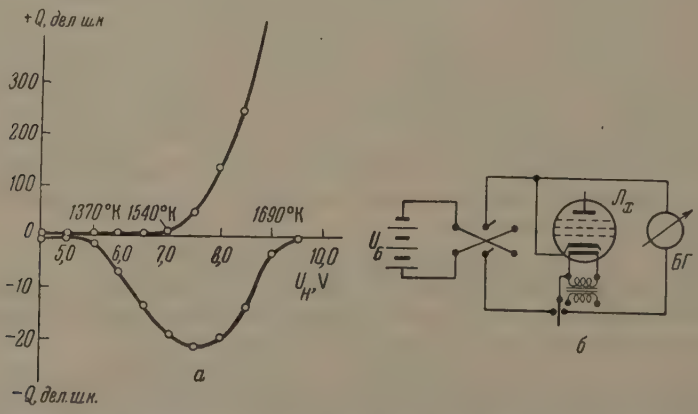


Рис. 4. *а* — Зависимость заряда Q в покрытии подогревателя от температуры при $U_{пк} = 20$ V и *б* — схема для баллистических измерений

области характеристики и лишь при высоких температурах у ламп, проработавших длительное время, она появляется и в положительной области.

Представляло интерес оценить величину заряда, создаваемого в покрытии подогревателя, и выяснить зависимость ее от температуры и напря-

жения $U_{пк}$. С этой целью участок катод — подогреватель испытуемой лампы включался в обычную схему для измерения заряда при помощи баллистического гальванометра (рис. 4, *б*). Для всех 30 исследованных ламп наиболее характерной оказалась зависимость величины заряда Q от температуры (или напряжения накала $U_н$), снятая при постоянном напряжении $U_{пк}$. Типичная кривая зависимости $Q = \varphi(U_н)$ приведена на рис. 4, *а*. Из рисунка видно, что существует резкая зависимость характера изменения заряда с температурой от знака напряжения $U_{пк}$. Если при $U_{пк} > 0$ кривая возрастает монотонно, то при $U_{пк} < 0$ получается кривая с минимумом, положение которого соответствует $U_н = 7{,}5$ V ($T \approx 1550°$ K), причем примерно при этой же температуре начинается крутой рост кривой при $U_{пк} > 0$. Отметим, что кривая $Q(U_н)$ при $U_{пк} > 0$ является универсальной для всех исследованных ламп как отечественного, так и иностранного производства.

Представляется существенным, что у ряда ламп заряд, соответствующий $U_{пк} < 0$ на рис. 4, *а*, отсутствует: при обеих полярностях $U_{пк}$ кривая $Q(U_н)$ с точностью до ошибки измерений совпадает с положительной, монотонной ветвью кривой рис. 4, *а*.

Таким образом, наблюдаются три температурные области, в которых поведение заряда в покрытии подогревателя оказывается различным. От 300 до 1200° K заряд при $U_{пк} > 0$ мал, но возрастает заряд Q при $U_{пк} < 0$ (и имеется увеличивающаяся с температурой гистерезисная петля в отрицательной области динамической характеристики). Далее, при $T \sim 1500°$ K начинает заметно возрастать заряд при $U_{пк} > 0$, в то время как заряд при $U_{пк} < 0$ проходит через максимальное значение и начинает уменьшаться. Наконец, при $T \sim 1700°$ K заряд при $U_{пк} < 0$ исчезает, а при $U_{пк} > 0$ продолжает круто возрастать. Одновременно на динамической характеристике появляется петля при $U_{пк} > 0$.

2. Связь поляризационных явлений с примесями в покрытии подогревателя

Представляется естественным связать поляризационные явления с дефектами покрытия и различными примесями в нем. Ионы примесей могут участвовать в проводимости через покрытие, служить источниками электронов, а также создавать объемный заряд, обусловливающий поляризационные явления.

Косвенным подтверждением этого может служить то обстоятельство, что микроскопическое исследование поверхности покрытий подогревателей подавляющего числа ламп показало, что на них имеются темные пятна, следы пробоев, в некоторых случаях капли стекла и т. д. Во всех этих случаях динамическая характеристика имела форму, подобную рис. 1 (с гистерезисной петлей при $U_{пк} < 0$).

А. Зависимость формы динамической характеристики от вида примесей в покрытии. Роль тренировки подогревателя

Мы не располагали подогревателями, в покрытия которых специально вводились заданные примеси. Поэтому было исследовано 60 ламп, в кернах катодов которых имелись присадки стронция, кальция и кальция вместе с вольфрамом. Подогреватели этих ламп не подвергались обработке при наличии электрического поля. Все лампы прошли длительные испытания на срок службы и можно было предполагать, что в приповерхностном слое покрытия подогревателей появились примеси указанных элементов, присутствие которых скажется на форме динамических характеристик.

В большинстве случаев (75—80 %) подогреватели с примесями дали различные при разных примесях характеристики. Так, подогреватели с примесью стронция имели характеристики типа рис. 5,*а*. На них отсутствуют гистерезисные петли. Величина токов — порядка микроампер.

Динамические характеристики подогревателей ламп с присадкой кальция имели форму, показанную на рис. 5,*б*, т. е. промежуточную между первым типом и лампами с присадками кальция и вольфрама (типа рис. 1). Все лампы, динамические характеристики которых не укладывались в эту классификацию, имели характеристики типа рис. 1.

Прогрев подогревателей любого типа до ~1800° К необратимо переводил характеристики в наиболее часто встречающуюся форму рис. 1. Такие характеристики наблюдались нами у подавляющего большинства подогревателей, особенно в случае длительной работы.

Как известно, наличие в покрытии подогревателя ионов щелочных металлов вызывает появление на статических и динамических характеристиках больших отрицательных токов. Такой необработанный подогреватель имеет динамическую характеристику типа выпрямительной [11] с пропускным направлением от катода к подогревателю (похожую на рис. 5, *а*). Последующее нагревание в присутствии поля, или без него, приводит к увеличению положительных токов и появлению насыщения отрицательной ветви кривой, часто сопровождающимися гистерезисной петлей (форма кривой — см. рис. 1). При последующей тренировке катода подогреватель выдерживается при температуре до 1800° К без поля. При этом резко возрастают токи утечки и увеличивается площадь гистерезисной петли. Последующая тренировка с полем уменьшает величину токов, но гистерезисные петли не уничтожаются.

Режим тренировки			Величина тока $I_{пк}$ после тренировки (μA)
$U_н$, V	$U_{пк}$, V	t, мин	
			0,8*
7,5	—200	60	4,0
12,0	0	2,5	16,0
10,0	0	15,0	16,0
7,5	~127	20,0	6,0
7,0	+200	20,0	3,0

Примечание. В таблице приведены усредненные для 20 ламп величины токов $I_{пк}$, причем измерения их во всех случаях (в том числе и до измерений — (*)) производились в динамическом режиме при $U_н = 6V$; $U_{пк} = 30V$.

Описанное изменение формы кривой укладывается в представления о механизме тренировки, изложенные в [3], где полагается, что при тренировке часть ионов удаляется путем испарения, тогда как оставшиеся ионы под действием поля переносятся к керну подогревателя, где они остаются длительное время в «замороженном» состоянии, поскольку рабочая температура ниже температуры тренировки. Токи утечки при этом уменьшаются. Аналогично влияют на форму вольт-амперной характеристики ионы щелочноземельных металлов (см. выше), с той разницей, что удаление их из покрытия оказывается практически невозможным.

Последнее обстоятельство может быть связано с тем, что, как показано в дипломной работе Л. Х. Аша (руков. М. А. Еремеев), степень ионизации атомов примеси в алунде зависит от ионизационного потенциала и температуры. Поэтому возможно, что в исследуемом интервале температур примеси щелочных металлов почти полностью ионизуются и удаляются, а щелочноземельные металлы, ионизационный потенциал которых выше, ионизуются только частично, вследствие чего значительная часть атомов остается в покрытии.

Форма вольт-амперных характеристик в случае щелочноземельных металлов может быть объяснена с двух точек зрения. Возможно образование окислов щелочноземельных металлов на внутренней поверхности трубки катода, которая дает значительный термоэлектронный ток. Другая

возможность — наличие выпрямляющего эффекта на контакте алунд—никель. Этот механизм также существенен, но доля его в общем токе утечки пока не установлена.

Из приведенных данных следует, что наличие отчетливо выраженной гистерезисной петли имеет место в случае присутствия вольфрама в покрытии. При этом гистерезисные петли появляются на характеристиках после термической обработки подогревателя. О связи поляризационных явлений с примесью вольфрама (и вообще материала керна) свидетельствует также значительное усиление поляризационных явлений, обнаруженное нами у ламп, проходивших испытания на срок службы при повышенных температурах. Отсутствие гистерезисных петель у ряда новых ламп подтверждает это предположение. Поскольку экспериментально установлено (см., например, [3]) наличие вольфрама в покрытиях долго работавших подогревателей, естественно связать гистерезисные петли при $U_{пк}<0$ с примесями вольфрама и его соединений.

Однако объяснить всю совокупность наблюдаемых фактов предположением о поляризационных явлениях, связанных с наличием вольфрама в покрытии, по-видимому, не удается. Приходится предположить, что в покрытиях подогревателей существуют по крайней мере два вида примесей, поведение которых резко различно.

К первой группе относятся примеси щелочных и щелочноземельных металлов. Наличие их повышает ток утечки за счет ионной и дополнительной электронной проводимости. Если рабочие температуры ниже температуры тренировки, то влияние щелочных металлов может быть сведено к минимуму, тогда как щелочноземельные металлы удаляются с трудом. Токи утечки в их присутствии велики.

Как известно, существуют два рода изменения тока утечки во время работы лампы: увеличение и уменьшение. С принятой точки зрения увеличение концентрации примесных ионов (например, за счет диффузии из керна подогревателя) ведет к росту токов утечки со временем. В случае же удаления примесных ионов со временем имеет место уменьшение токов утечки и гистерезисных петель. Это явление, наблюдавшееся нами на большой партии ламп, свидетельствует, очевидно, о недостаточной тренировке покрытий.

Поскольку примеси этой группы обычно подвижны, они могут участвовать в высоковольтной поляризации.

Вторая группа примесей связана с реакциями между керном подогревателя и алундом. Если подогреватель работает при температурах не более 1500° К, то создаваемые в результате этих реакций примеси вольфрама и его соединений скапливаются у керна, ухудшая, в основном, электрические свойства слоя алунда, прилегающего к керну подогревателя. Только в случае сильно пористых покрытий примеси вольфрама достигают поверхности покрытия. Об этом говорит отсутствие почернения анафорезных покрытий, плотность которых больше, чем при других способах нанесения покрытий. Во всех случаях повышение температуры подогревателя до ~1500° К приводит к распределению примесей вольфрама по всему объему покрытия. Таким образом, длительная работа подогревателя приводит к необратимому возрастанию примесей второго рода (вольфрама) и ухудшению электрических свойств покрытия.

Б. Влияние примесей на знак и величину заряда, накапливаемого в покрытии подогревателя под влиянием электрического поля

Выше было указано, что для многих ламп кривая зависимости $Q(U_п)$ имеет две ветви, соответствующие различным полярностям $U_{пк}$. В этом случае, очевидно, имеют место два конкурирующих поляризационных процесса, из которых один преобладает в области сравнительно низких температур, тогда как второй начинается при ~1500° К и сводит первый к нулю.

Напомним, что в температурном интервале 1300÷1500° К резко меняет свою величину электропроводность алунда (при этих температурах наблюдается излом на кривой $\ln\sigma = f(1/T)$ [3]), резко спадает пробивное напряжение [4] и наблюдается излом на кривой температурной зависимости коэффициента диффузии $\ln D = f(1/T)$ [12]. Примерно при этих же температурах нами наблюдается резкое возрастание тока утечки и переход характеристик типа рис. 5, *а* и *б*, в тип рис. 1.

Из теории диффузии следует, что в интервале температур 0,3÷0,52 $T_{пл}$ (где $T_{пл}$ — температура плавления в °К) преобладает диффузия по поверхности зерен алунда. Как показано в [12], практически этот интервал

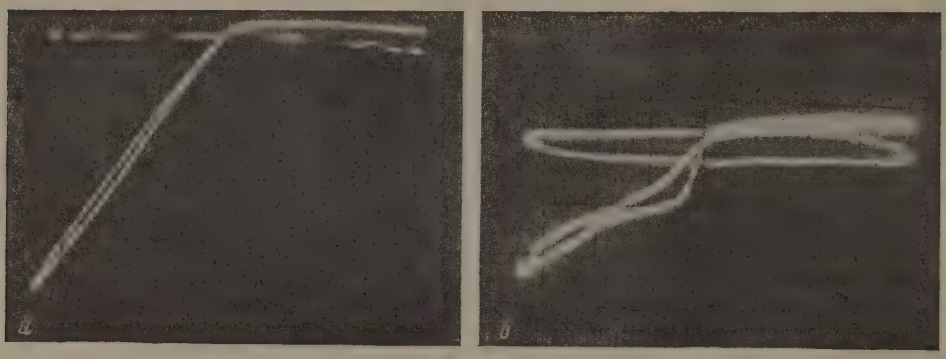


Рис. 5. Зависимость формы вольт-амперной характеристики от материала присадки к керну катода: *а* — стронций, *б* — кальций

лежит в области 500—1200° К. При бо́льших температурах появляется объемная диффузия, связанная, начиная с 1500° К, отчасти с появлением новых дефектов (см. [12, 13]), причем для алунда более вероятны дефекты по Френкелю.

Исходя из этих данных, можно выдвинуть следующую гипотезу: до температур 1200÷1300° К в покрытии возможно только движение примесных ионов по трещинам, порам и т. п.; при этом число примесных ионов невелико. Вышедшие на поверхность при $U_{пк}<0$ положительные ионы нейтрализуются при соприкосновении с катодом или испаряются с поверхности покрытия. Поэтому имеется только одна гистерезисная петля на динамической характеристике — при $U_{пк}<0$.

При больших температурах (от~1500° К) вступает в действие объемная диффузия, ионы примесей распространяются по всему покрытию и движутся в обе стороны (от поверхности к керну и наоборот, в зависимости от знака $U_{пк}$), чему соответствует появление гистерезисной петли при $U_{пк}>0$ (рис. 2).

Остается выяснить влияние примесей вольфрама. Для этого наряду с высоковольтной поляризацией приходится привлечь механизм поляризации на границах включений. Согласно Хиппелю [14], для этого необходимо наличие двух сред с различной диэлектрической проницаемостью и проводимостью, а также существование свободных носителей заряда, могущих двигаться между электродами (в нашем случае между керном подогревателя и катодом).

Можно предположить, что указанный поляризационный механизм возникает на границах между алундом и включениями вольфрама, образовавшимися при высокотемпературной обработке или длительной работе подогревателя, т. е. имеющимися во всех рассмотренных нами случаях.

Роль носителей заряда могут играть при низких температурах электроны и примесные ионы, при высоких температурах — наиболее вероятно добавление проводимости за счет ионов решетки Al_2O_3. Если считать, что роль последних при высоких (более 1500° К) температурах значитель-

но больше, чем проводимость за счет примесей, то можно понять универсальность положительной ветви кривой рис. 4.

Таким образом, в покрытии, вероятно, имеются два поляризационных механизма, из которых первый — высоковольтная поляризация — существенна в низкотемпературной области, а второй — поляризация на границе раздела — в высокотемпературной. При этом первая зависит от наличия примесей и знака $U_{пк}$, а вторая одинакова при любом знаке напряжения.

Отметим, наконец, особый механизм возникновения поляризационных явлений, возникающий при «частичном» пробое покрытия [15]. По-видимому, и в этом случае образуются примеси в покрытии. Это явление иллюстрирует рис. 6, *а* и *б*.

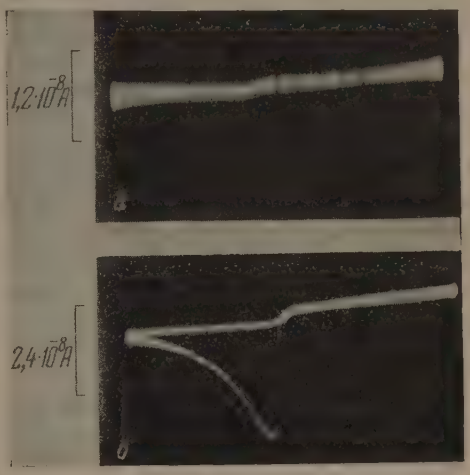


Рис. 6. Изменение формы динамической характеристики при пробое: *а* — до испытания, *б* — после пробоя при $U_н$ = = 20V, $U_{пк}$ = —400 V; лампа 12SK7 (США)

В. Зависимость формы вольт-амперной характеристики подогревателя от $U_{пк}$ при малых $U_{пк}$. Роль поверхностного слоя

Для выяснения природы токов, протекающих через подогреватель, представляло интерес выяснить поведение динамической характеристики в области малых напряжений, тем более, что в [7] отмечались резкие изменения формы характеристики именно при переходе от малых напряжений к большим.

Изучение вида динамических характеристик при различных значениях $U_{пк}$ показало, что в различных интервалах $U_{пк}$ характеристики имеют различный вид. При увеличении $U_{пк}$ от 0 до 10 V динамическая характеристика имела форму рис. 5, *а*, т. е. представляла собой сочетание положительной ветви обычной характеристики (рис. 1) и тока $I_п$. В интервале $12 \div 15$ V на отрицательной ветви кривой появляется и при дальнейшем увеличении напряжения растет гистерезисная петля при $U_{пк} < 0$. При ~ 20 V динамическая характеристика принимает обычную форму. При уменьшении $U_{пк}$ гистерезисная петля исчезает при $U_{пк} \sim 12$—15 V.

Рассмотрим возможные процессы, которые отражают положительная и отрицательная ветви характеристики.

Как показано в [3], термоэлектронная эмиссия алунда не мала; ей может быть приписана часть тока при $U_{пк} > 0$ (особенно в области насыщения). Наряду с этим не подлежит сомнению наличие контакта между покрытием подогревателя и катодом, через который может осуществляться электронная проводимость. Вероятно, эти два процесса и отражает динамическая характеристика при малых напряжениях. В ней сочетаются ток термоэлектронной эмиссии (положительная область) с током электронной проводимости, который сравнительно велик в отрицательной области и мал в положительной. Последнее обстоятельство может быть связано с наличием выпрямляющего контакта между алундом и никелем.

Электронный характер отрицательного тока при малых $U_{пк}$ подтверждает факт независимости его (как и положительного) от частоты. Также не зависит от частоты величина $I_п$ на обычной характеристике. Следо-

вательно, отрицательный ток при малых $U_{пк}$ и $I_п$ — электронного происхождения и обусловлен как внешним полем, так и полем приэлектродного слоя.

Отметим кстати, что характеристики выпрямительного типа при больших $U_{пк}$ наблюдаются, как отмечено выше, в случае большой концентрации примесей щелочных или щелочноземельных ионов в покрытии. Возможно, что при этом возникает запорный слой, причем область $U_{пк}<0$ совпадает с пропускным направлением, вследствие чего поляризационные явления маскируются большим током проводимости.

Появление гистерезисных петель при увеличении напряжения до 10—15 V может быть связано с ионными процессами. Допустим, что в результате тренировки на поверхности покрытия образуется слой, в котором отсутствуют примесные ионы. Толщина этого слоя может быть грубо оценена по величине заряда Q и приложенному напряжению. Она оказывается порядка 10^{-4} см. Для того чтобы появилась гистерезисная петля, очевидно, необходимо, чтобы примесные ионы могли за время нарастания напряжения $U_{пк}$ пройти через этот обедненный слой к катоду. По величине заряда можно оценить концентрацию ионов, которая оказывается порядка $10^{15}\div10^{16}$ см$^{-3}$, и подвижность этих ионов (считая электропроводность при рабочих температурах $10^{-6}\Omega^{-1}$ см$^{-1}$). При такой оценке подвижность ионов получается порядка 10^{-4} см^2 V^{-1} сек, т. е. обычная для ионной проводимости. Ионы с такой подвижностью могут преодолеть обедненный слой указанной толщины за $^1/_4$ периода изменения $U_{пк}$ при напряжении между катодом и подогревателем порядка 10—15 V.

Таким образом, возможным объяснением изменения формы вольтамперной характеристики при переходе от малых $U_{пк}$ к большим является предположение о проникновении ионов через обедненный ионами слой у поверхности покрытия.

Заметим, что образованию слоя, обедненного ионами, наряду с тренировкой способствует обжиг подогревателя в водородной печи, подобно тому как это имеет место при изготовлении кристаллических детекторов [16]. В самом деле, покрытия, обожженные при 1800° K, должны иметь более толстый обедненный слой. В этих случаях, действительно, гистерезисные петли на характеристиках токов утечки не появляются даже при длительной работе подогревателя. Возможно также, что здесь играет роль и большая плотность поверхностного слоя, при которой затруднена диффузия любого рода примесей к поверхности.

3. Связь поляризационных явлений со сроком службы подогревателей

Как уже упоминалось, связать абсолютные величины статических токов утечки со сроком службы не удалось. Также безуспешной оказалась попытка связать со сроком службы абсолютные величины токов утечки, измеренные при переменном и импульсном $U_{пк}$. Для ряда ламп была обнаружена корреляция со сроком службы отношения токов $I^+_{пк}/I^-_{пк}$ (обозначения — см. рис. 1). Дальнейшие исследования, однако, не подтвердили этого результата. Можно тем не менее считать установленным, что величина указанного отношения при работе подогревателя уменьшается (рис. 7). Ряд измерений показал, что при длительной работе это отношение стремится к единице.

Вероятно, срок службы подогревателя определяется рядом факторов, и попытка связать его только с одним из них, выражаемым отношением $I^+_{пк}/I^-_{пк}$ (т. е. отношением тока термоэлектронной эмиссии к току проводимости в поле приэлектродного слоя), не могла быть удачной. Поскольку предыдущие результаты указывают на связь гистерезисных петель на динамической характеристике с примесями в покрытии, следовало ввести в корреляционный параметр некоторую величину, характеризующую гистерезисную петлю. В первом приближении это можно сделать, помно-

жив отношение $I^+_{пк}/I^-_{пк}$ на $I_п/I^-_{пк}$, т. е. введя корреляционный параметр

$$\mu = \frac{I^-_{пк}}{I^+_{пк}} \cdot \frac{I^-_{пк}}{I_п}.$$

Как видно из рис. 8, некоторая корреляция параметра μ со сроком службы действительно существует.

По-видимому, использованные отношения: $I^+_{пк}/I^-_{пк}$, характеризующее симметричность характеристики, и $I_п/I^-_{пк}$, характеризующее гистерезис

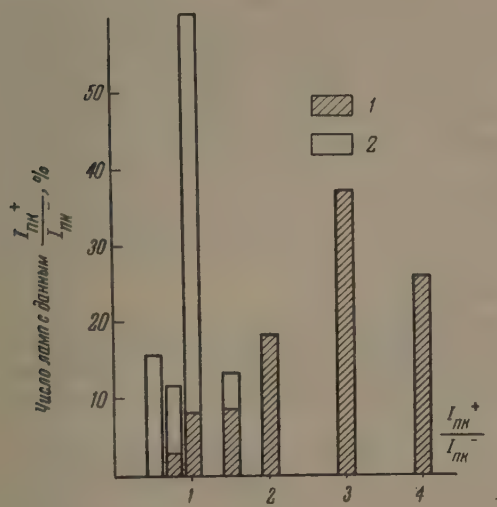


Рис. 7

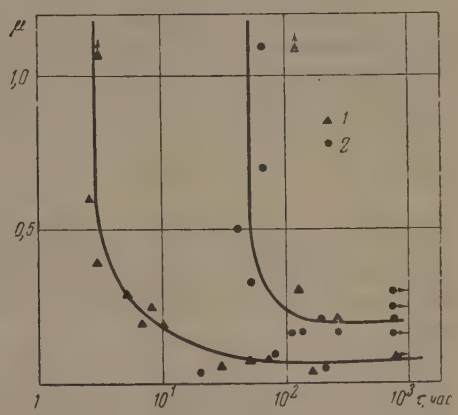


Рис. 8

Рис. 7. Изменение распределения числа ламп по величинам отношения $\frac{I^+_{пк}}{I^-_{пк}}$ после нормальных испытаний на срок службы: *1* — до испытания; *2* — после 500 час работы

Рис. 8. Зависимость параметра μ от срока службы ламп: *1* — $U_{пк} = -500$ V, *2* — $U_{пк} = -400$ V. $U_н = 7{,}5$ V

ные явления,— наиболее существенны. Но, вероятно, имеются и другие факторы, влияющие на срок службы и не учитываемые этими соотношениями. Если их учесть, то корреляция, возможно, улучшится, но зависимость срока службы от всех влияющих на него факторов окажется более сложной, чем это представляется в настоящее время.

Заключение

1. Систематическое изучение вольт-амперных характеристик $I_{пк} = f(U_{пк})$ по методике, разработанной в [8], обнаружило существенные различия между статическими и динамическими характеристиками токов утечки как в величине токов (меньшей в статическом случае), так и в форме кривых. Расхождение в величинах токов и гистерезисные петли на динамических характеристиках могут быть приписаны действию объемного заряда в покрытии.

2. Сопоставление динамических характеристик с импульсами тока $I_{пк}$, а также изменение тока со временем свидетельствуют о наличии поляризации в покрытии. При этом, очевидно, имеются два конкурирующих поляризационных механизма — высоковольтная поляризация и поляризация на границах включений.

3. Ионная природа нестационарных процессов в подогревателе подтверждается изменением формы динамической вольт-амперной характеристики тока $I_{пк}$ при тренировке и работе подогревателя.

4. Продолжительные испытания на срок службы приводят к уменьшению отношения $I^{+}_{\text{пк}}/I^{-}_{\text{пк}}$ (измеренного в динамическом или импульсном режиме). Перед пробоем это отношение близко к единице.

5. Примеси в покрытии появляются не только при изготовлении лампы, но и при ее работе, пробое покрытия подогревателя, длительном испытании на срок службы.

6. Нестационарные процессы в подогревателях связаны с примесями в покрытии и его дефектами.

7. Нагревание подогревателя до высоких температур (1800° К) путем повышения тока накала ухудшает его электрические свойства. Наоборот, обжиг покрытия до таких же температур с поверхности (в водородной печи) значительно улучшает изоляционные качества покрытия.

8. В работе получены также предварительные результаты по корреляции параметра μ со сроком службы подогревателя:

$$\mu = \frac{I^{-}_{\text{пк}}}{I^{+}_{\text{пк}}} \cdot \frac{I^{-}_{\text{пк}}}{I_{\text{н}}}.$$

Выводы

1. Исследование нестационарных процессов в подогревателях показало, что ионные и поляризационные процессы в них играют существенную роль и могут значительно влиять на электрические свойства покрытий.

2. Существующие в настоящее время данные по статическим характеристикам электрических свойств подогревателей должны быть откорректированы с учетом нестационарных процессов.

3. На основе изучения нестационарных процессов в подогревателях удалось получить критерий прогнозирования долговечности отдельных подогревателей. Несомненно, однако, что корреляционный параметр, связывающий динамическую вольт-амперную характеристику тока утечки со сроком службы подогревателя, нуждается в дальнейшем уточнении.

Автор пользуется случаем, чтобы выразить благодарность А. Р. Шульману за руководство данной работой и Ю. П. Маслаковцу за ряд ценных указаний.

Ленинградский политехнический
институт им. М. И. Калинина

Цитированная литература

1. Klemperer H., Electronic Engng, **55**, 981 (1936).
2. Graffunder W., Die Telefunken Röhre, **12**, 57 (1938).
3. Шульман А. Р., Тр. НИИ МРТП, вып. 2—3, 3—45 (1956).
4. Койков С. Н., Цикин А. Н., Ж. техн. физ., **26**, 2248 (1956).
5. Sato R., Yamamoto H., Toshibo Rev., **8**, 58 (1953).
6. Metson G. H., Proc. Inst. Electr. Engrs. B—102, 678 (1955).
7. Tele — Tech a. Electronic Industries, *1*, 56 (1957).
8. Шалобутов Ю. К. Научно-технический бюллетень ОКБ и з-да «Светлана», *6* (1958).
9. Иоффе А. Ф., Физика полупроводников, изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
10. Кобеко П. П., Аморфные вещества, 1962.
11. Хениш Г., Полупроводниковые выпрямители, 1951.
12. Gregory J. N., Moordath S., Trans. Faraday Soc., **47**, 844, 1064 (1951).
13. Ковальчик Т. К., Маслаковец Ю. П., Ж. техн. физ. **26**, 1417 (1956),
14. Hippel A., Dielectrics and vaves.—N. V., 1954.
15. Уайтхед С., Пробой твердых диэлектриков, 1957.
16. Кристаллические детекторы.— Сов. радио, 1950.

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Ю. К. ШАЛАБУТОВА

В. Ф. Коваленко.— Прошу дать физическую характеристику нестационарных процессов в покрытии подогревателя.

Ю. К. Шалабутов.— В покрытии подогревателя имеются примеси — преимущественно положительные ионы. При тренировке подогревателя они переносятся к керну, однако они остаются и в толще покрытия. Перемещаясь от одного электрода к другому, эти ионы образуют объемный заряд и дают картину поляризационных явлений. При высоких температурах все явления в подогревателях видоизменяются. По-видимому, появляются новые носители тока.

А. И. Фигнер.— Если вы связываете гистерезисные петли с наличием вольфрама, то непонятно, почему они не были обнаружены у подогревателей, помещенных в никелевый катод, не имевший присадок вольфрама, ведь вольфрам прежде всего проникает со стороны керна, который находится при более высокой температуре, чем катод.

Ю. К. Шалабутов.— Гистерезисные петли обнаруживаются прежде всего у ламп, проработавших длительное время. У свежеприготовленных подогревателей первоначальные характеристики часто указывают на наличие щелочных примесей. Часть этих примесей улетучивается при обработке, но зато в покрытие попадают вольфрам или его окислы при нагревании подогревателя при высоких температурах. Примесь вольфрама в керне катода приводит, по-видимому, к снижению сопротивления приповерхностного слоя алунда и к его загрязнению.

О. Я. Млодик.— Пытались ли Вы полностью отделить катод от подогревателя?

Ю. К. Шалабутов.— Эмиссионные характеристики изучались только на экспериментальных образцах. Импульсы тока мало отличались от прямоугольных.

И. И. Пепенова.— Какие явления происходят при другом материале керна?

Ю. К. Шалабутов.— Характер явлений сохраняется при керне из джейсплава, но токи и размеры петли значительно больше.

О. Я. Млодик.— К изложенному Ю. К. Шалабутовым необходимо добавить представления Нергаарда о спаде эмиссии в результате увода доноров от поверхности. Это добавление дополнит картину наблюдаемых явлений.

С. А. Оболенский.— В настоящее время в ряде учреждений проводится интенсивная работа по подогревателям. Основная цель этих работ — повышение надежности и гарантия большого срока службы. Вопросы физики подогревателей весьма сложны, и с течением времени выявляется все больше и больше факторов, имеющих важное значение. Однако физические вопросы еще не доработаны. Выдвинутый Ю. К. Шалабутовым сложный критерий надежности подогревателей слишком искусствен, а поэтому он уже априорно вызывает сомнение в своей истинности, тем более, что экспериментально он подтвержден недостаточно. Нужна дальнейшая работа в этом направлении.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Л. А. ТИМОШИН

КОНСТРУКЦИЯ ВИБРОПРОЧНОГО ПОДОГРЕВАТЕЛЯ С ПОВЫШЕННЫМ СРОКОМ СЛУЖБЫ ДЛЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ КАТОДОВ

Срок службы и вибропрочность некоторых современных приборов, в которых используются *Л*-катоды, часто ограничиваются неудовлетворительным качеством подогревателей, применяемых для нагревания катода до необходимой температуры.

Такие подогреватели изготовляются из спиральной вольфрамовой проволоки толщиною от 60 до 200 μ, которая покрывается алундом электрофорезом или опрыскиванием, с последующим обжигом в атмосфере водорода при 1650—1700°. Выход из строя подогревателя (вставленного в *Л*-катод) наблюдается обычно после 400—700 час срока службы прибора.

Типичная картина брака заключается в следующем:

а) алундовое покрытие становится серым, рыхлым и частично или полностью исчезает (но не осыпается) с поверхности вольфрамовой проволоки;

б) молибденовый стаканчик *Л*-катода изнутри покрывается черным плотным налетом. Рентгеноструктурный анализ показал, что в состав налета входит алюминий и молибден. Аналогичные соединения алюминия с железом и никелем известны и широко применяются в качестве чернящих покрытий для некоторых деталей электровакуумных приборов;

в) поверхность оголенных участков вольфрамовой проволоки становится шероховатой;

г) на концах алундовых трубочек, в которые помещаются выводные концы подогревателей, появляется налет, состоящий из мелких игольчатых кристаллов, что хорошо заметно при увеличении в 75—100 раз. Спектральный анализ указал на присутствие больших количеств вольфрама в этом налете.

Следует отметить, что для подогревателей оксидного катода подобный брак не наблюдается. Это можно объяснить тем, что рабочая температура подогревателя *Л*-катода значительно выше, чем рабочая температура подогревателя оксидного катода и составляет обычно 1500—1600°, а при активировке катода достигает 1800°.

Перед нами была поставлена задача: разработать подогреватель для высокотемпературных катодов, имеющий высокую механическую прочность и срок службы не менее 5000 час.

Судя по литературным данным, подобное разрушение алундового покрытия может явиться следствием следующих процессов:

а) непосредственное взаимодействие вольфрама и алунда [1—3];

б) электронная бомбардировка вольфрама с керна катода, вызывающая появление ионов вольфрама. По мнению авторов [4], беспористое покрытие подогревателя почти полностью устраняет вредные последствия электронной бомбардировки;

в) наличие кислорода, сорбированного алундовым покрытием.

При нагревании подогревателя в лампе этот кислород полностью не удаляется и вызывает процессы, ведущие к разрушению алундового покрытия [5].

Не рассматривая подробно изложенные выше три точки зрения на механизм разрушения покрытия, следует отметить, что, по нашему мнению, наиболее эффективным средством улучшения качества высокотемпературных подогревателей является создание беспористого вакуумноплотного изоляционного покрытия. Требование вакуумной плотности необходимо не потому, что беспористое покрытие предотвращает доступ электронов к вольфрамовому керну [4], а потому, что оно предохраняет вольфрам от взаимодействия с такими газами, как CO_2, кислород, пары воды.

Кроме того, вакуумноплотное покрытие подавляет процесс взаимодействия вольфрама с алундом (при высоких температурах), которое может иметь место по границе их соприкосновения. Предварительные опыты подтвердили наши предположения.

Таким образом, основной трудностью являлось получение вакуумноплотного покрытия, обладающего высокими изоляционными свойствами, механической прочностью и сохраняющего эти качества в течение длительного времени при температуре 1600°.

Учитывая эти требования, а также «технологичность» процесса покрытия, мы отказались от использования высокотемпературных эмалей и от оплавления алундового покрытия, рекомендованного Мэтсоном и др. [4], а пошли по пути подбора смесей окислов и изучения их свойств.

Наилучшие результаты показала смесь алунда и окиси бериллия (в соотношении 1 : 1 в молярных долях), плавящаяся при 1850—1900°.

Технология изготовления подогревателя. В алундированный обычным способом подогреватель вставляется дорн, представляющий собой цилиндр из алундовой керамики. Затем эта конструкция вновь покрывается алундом и на его поверхность наносится тонкий слой из предварительно сплавленной и размельченной смеси алунда и окиси бериллия с последующим обжигом при 1850—1900° в атмосфере водорода. При этом смесь плавится и, пропитывая алунд, придает ему свойство вакуумной плотности. В выводных концах подогревателя молибденовый керн остается невытравленным, чтобы избежать чрезмерной хрупкости выводов.

Изготовленный подобным образом подогреватель обладает высокой механической прочностью и к настоящему времени выдержал испытание на срок службы до 4200 час. Испытания в приборах также указали на высокие качества подогревателя.

Цитированная литература

1. Wartenberg, Moehl, Z. Phys. Chem., 128, H. 5—6, 439 (1927).
2. Wartenberg, Chemie — Ing — Techn., 26, N 8/9, 509 (1954).
3. Sato, Yamamoto, Toshiba Review, 9, N 1, 74—77 (1954).
4. Metson G. H., Rickard E. F., Hewlett F. M., Proc. Instn. Electr. Engers, part B, 102, 678 (1955).
5. Rysckewitsch E., Oxydkeramik, 132—133.— Springer Verlag, 1948.

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Л. А. ТИМОШИНА

И. Л. Гандельсман.— Какова толщина слоя изоляции?

Л. А. Тимошин.— Толщина 50—60 μ.

И. Л. Гандельсман.— Сомнительно, чтобы перепад температуры между керном и катодом достигал 500—600°, ибо в обычных подогревателях он не превышает 200—300°.

Л. А. Тимошин.— В *Л*-катоде имеют место худшие условия передачи тепла, чем в обычном оксидном катоде.

Г. Г. Шамаев.— Не обнаружена ли зависимость степени разрушения алундового покрытия от полярности напряжения накала?

Л. А. Тимошин.— Специально это явление не изучалось, но при питании накала от источника постоянного тока такая зависимость имела место.

О. Я. Млодик.— Каково время разогрева подогревателей?

Л. А. Тимошин.— Примерно в пределах 0,5÷1 мин.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

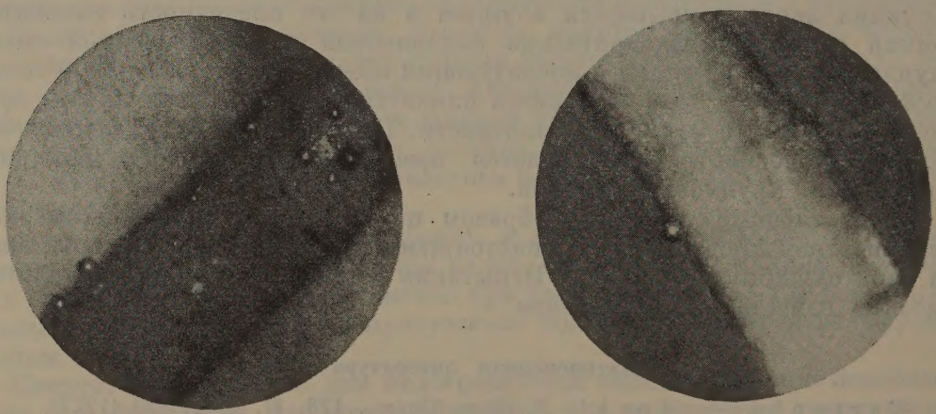
Г. Я. ПИВОВАРОВ и Ю. А. СЕМЕНОВ

НЕКОТОРЫЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ УМЕНЬШЕНИЯ ТОКОВ УТЕЧКИ КАТОД — ПОДОГРЕВАТЕЛЬ

В производстве приемно-усилительных ламп и некоторых других приборов с подогревным катодом имеет место брак по токам утечки катод — подогреватель; причины этих токов разнообразны, и величина их непостоянна. В процессе работы, проведенной нами по данному вопросу, основное внимание было уделено следующим факторам: чистота внутренней поверхности кернов катодов, зерновой состав алунда, наличие примесей в алунде, режимы тренировки ламп.

Работа преследовала чисто практическую цель и проводилась в производственных условиях на сверхминиатюрных лампах.

Так, в процессе освоения в производстве лампы 6Д6А (диаметр керна — катода 0,6 мм) большой процент брака приходился на токи утечки катод — подогреватель. При анализе забракованных ламп было обнаружено, что



а *б*

Рис. 1. Вид участка подогревателя лампы, забракованной по току утечки (600×)

около 60% подогревателей имеют на поверхности капельки металла (рис. 1). Эти капельки металла являлись причиной также и коротких замыканий. Оказалось, что эти капельки представляют собой никель, остающийся на внутренней поверхности трубки после резки ее и не удаленный оттуда при обычных методах обработки. Ультразвуковая очистка кернов в трихлорэтилене показала, что это явление почти полностью устраняется. Перевод на ультразвуковую очистку катодов позволил снизить брак по токам утечки указанной лампы на 40% (3,5% — до введения ультразвуковой очистки, 2,1 % — после введения).

Известно, что зерновой состав алунда оказывает большое влияние на качество подогревателей, изготовляемых по методу «железной дороги».

Выпускаемые у нас микропорошки имеют до 95 % частиц с размером до 3 μ. По нашей просьбе, поставщиком алунда были изготовлены микро-

порошки со средним размером частиц 2—3, 5—7, 10—14 μ. Изготовленные подогреватели показали различную степень усадки изоляционного слоя (18,2, 15 и 12,5 % — соответственно).

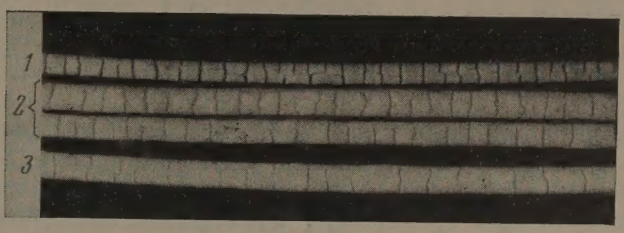


Рис. 2. Внешний вид подогревателей с разной величиной зерна алунда; размер зерна: *1* — 2—3 μ, *2* — 5—7 μ, *3* — 10—14 μ

Различный характер усадки сказался также на величине и количестве микротрещин покрытия (рис. 2), что, как известно [1], влияет на пробой одогревателей (ширина микротрещин: 1) 9—15 μ, 2) 5—7 μ, 3) 3—5 μ).

Результаты испытания подогревателей с величиной зерна в 2—3 и 10—14 μ в лампе 6Ж1Б на срок службы показаны на рис. 3. В случае мелкого алунда значение тока утечки возрастает до 19 и 11 μA, соответственно при положительной и отрицательной полярности, в случае крупного алунда — до 9 и 1 μA.

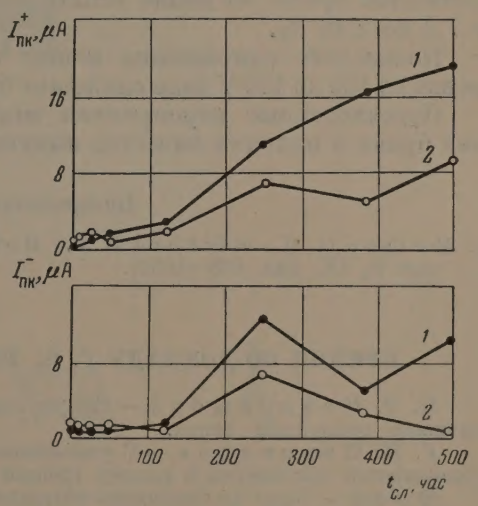


Рис. 3. Изменение тока утечки катод — подогреватель в процессе срока службы лампы 6Ж1Б: *1* — размер зерна 2—3 μ, *2* — размер зерна 10—14 μ

Химические примеси в алунде оказывают влияние как на качество алундовой суспензии для катафорезного метода нанесения, так и на токи утечки катод — подогреватель. Характеристики различных партий алунда

Характеристика различных партий алунда

№ партии алунда	$(NO'_3+Cl'+SO'_4+Na_2O)$, %	Na_2O, %	$\rho_{водн. сусп}$, Ω см
266	0,0620	0,05	9600
170	0,1215	0,1	8100
173	0,1350	0,1	7700
264	0,1160	0,1	6600
214	0,1325	0,1	5900
181	0,1470	0,1	5000
244	0,1663	0,1	4750
61	0,3540	0,3	3300

приведены в таблице. С повышением содержания примесей электропроводность алунда в воде значительно возрастает и отдача суспензий уменьшается.

Суспензии с большим количеством примесей в алунде также сильно изменяют (в 2—2,5 раза) электропроводность при хранении, в особенности за первые 5 дней. Для удаления примесей неудовлетворительные партии алунда дополнительно обрабатываются двукратным кипячением в дистиллированной воде и прокалкой при 850—900°.

Такая обработка уменьшает содержание примесей в 2—3 раза и уменьшает брак в лампах по токам утечки (для лампы 6Н8С это уменьшение составляет 30 %).

Режимы тренировки ламп имеют немаловажное значение в поведении узла катод — подогреватель. Большие работы проведены по этому вопросу А. Р. Шульманом. На некоторых типах ламп ранее применялась попеременная полярность при тренировке. Тренировка при разных полярностях показала следующее:

	Процент брака по току утечки
+ на подогревателе	16,1
— на подогревателе	0,48
± на подогревателе	8,25

Массовая проверка тренировки при отрицательной полярности дала снижение брака: на лампе 6Ж2Б — с 6,5 до 3,06 %; на лампе 6С6Б — с 7,3 до 2,18 %.

Повышение напряжения между катодом и подогревателем на тренировке со 150 до 190 V дало снижение брака на лампе 6Ж1Б с 4,37 до 1,29 %.

Перечисленные мероприятия значительно снизили рассматриваемый вид брака и подняли качество выпускаемых приемно-усилительных ламп.

Цитированная литература

1. Metson G. H., Rickard E. F., Hewlett F. M., Proc. Instn. Electr. Engers, part B, IX, 102, 678 (1955).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Г. Я. ПИВОВАРОВА и Ю. А. СЕМЕНОВА

К. Г. Кондрашова.— Сформулируйте выводы, следующие из опытов с различными размерами зерен.

Г. Я. Пивоваров.— С увеличением размеров зерна уменьшается усадка, уменьшается количество и размер трещин и улучшается сплошность покрытия.

Фрид.— Была ли одинакова толщина покрытий с различными размерами зерен?

Г. Я. Пивоваров.— До обжига толщина была одинаковой.

Б. И. Вассерман.— Утечка тока уменьшается при увеличении размеров зерна не в результате уменьшения количества трещин, а, по-видимому, в результате повышения чистоты.

О. Я. Млодик.— Я не согласен с мнением т. Вассермана. Трещины являются путем, по которому наиболее легко происходит миграция атомов керна. В результате наблюдается почернение на поверхности алунда. Эти данные находятся в отчете Шульмана и Челнокова.

И. И. Пепенова.— Какие требования предъявляются поставщикам алунда?

Г. Я. Пивоваров.— Согласно существующим техническим условиям.